ОСНОВЫ РАДИОТЕХНИКИ

Н. М. ИЗЮМОВ, Д. П. ЛИНДЕ

ОСНОВЫ РАДИОТЕХНИКИ

ЭНЕРГИЯ



МАССОВАЯ РАДИОБИБЛИОТЕКА

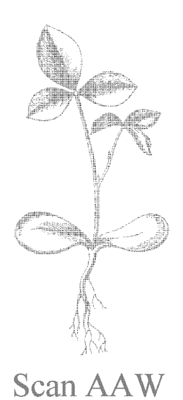
УЧЕБНАЯ СЕРИЯ

Выпуск 768

Н. М. ИЗЮМОВ, Д. П. ЛИНДЕ

ОСНОВЫ РАДИОТЕХНИКИ

Издание третье, переработанное





«ЭНЕРГИЯ»

МОСКВА 1971

6Ф2
И 32
УДК 621.396

Изюмов Н. М., Линде Д. П.

И32 Основы радиотехники. Учебная серия. М., «Энергия», 1971

480 с. с илл. (Массовая радиобиблиотека. Вып. 768)

Основы радиотехники — учебник для самообразования. В этой книге систематически изложены физические явления и законы, на которых основана работа радиотехнических устройств различного назначения, и описаны принципы действия элементов таких устройств.

Книга предназначена для радиолюбителей и широкого круга лиц, желающих самостоятельно повысить свои знания в области радиотехники, а также для слушателей народных университетов радиоэлектроники.

3-4-5
300-71

6Ф2

ПРЕДИСЛОВИЕ

Радиотехника в нашей стране стала важнейшей отраслью науки, решающей крупные задачи экономического, технического и культурного прогресса. С каждым годом расширяется фронт ее применения и вместе с тем неуклонно развивается радиолюбительство. Все это повышает тягу к радиотехническим знаниям у советских людей и в том числе у многочисленного отряда радиолюбителей, стремящихся к систематизации своих знаний.

Изучение радиотехники затруднено для массового читателя тем, что обычно она излагается с использованием аппарата высшей математики. В тех же случаях, когда этот аппарат не используется, изложение многих важных вопросов проводится упрощенно, без должной глубины и многие сведения приводятся без доказательств и достаточно строгих объяснений. Между тем радиотехника — наука весьма стройная, все в ней взаимосвязано, одно строится на другом, поэтому недопонимание основных фундаментальных явлений и законов радиотехники не дает читателю возможности уяснить все остальное.

В предыдущих изданиях книги мы ставили своей целью изложить основы радиотехнических знаний, пользуясь только аппаратом элементарной математики и вместе с тем старались дать возможно более строгий и доказательный анализ важнейших явлений, на которых основана работа радиотехнических устройств. Это, конечно, требует от читателя определенных усилий и внимания. Мы рассчитывали, однако, что имеется широкий круг лиц, которых эти трудности не оттолкнут, и эта надежда оправдалась: книга нашла своего читателя, о чем свидетельствует то, что два первых ее издания разошлись в сотнях тысяч экземпляров.

Поэтому и в третьем издании книги основная ее установка осталась без изменений. Был внесен лишь ряд изменений методического характера и расширено изложение ряда вопросов, относящихся в первую очередь к работе и использованию полупроводниковых приборов и радиоприемных устройств.

Вопрос о том, что в настоящее время надо понимать под радиотехникой и что следует относить к ее основам, далеко не прост, поскольку

радиотехника исключительно широко разрослась, разветвилась и переплелась с другими отраслями науки и техники. Собственно под радиотехникой понимают использование электромагнитного излучения для получения информации от удаленного источника. Это решается с помощью передающего (излучающего) и приемного устройств при наличии благоприятных условий для распространения радиоволн. В соответствии с этим в книге даются сведения, необходимые для понимания работы радиопередающих, радиоприемных и излучающих устройств, а также излагаются особенности распространения радиоволн. В одной книге, конечно, невозможно охватить все разнообразие схем и устройств, используемых в радиотехнике, поэтому внимание сосредоточивается на наиболее важных, наиболее типичных из них.

Главы 7, 8, 9 и 12 этой книги написаны Н. М. Изюмовым, остальные — Д. П. Линде.

Авторы

Глава первая

ПРИНЦИПЫ РАДИОСВЯЗИ

1-1. ОСНОВНЫЕ СВЕДЕНИЯ ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ВОЛНАХ

В конце XIX столетия были открыты и исследованы свойства невидимых электромагнитных волн, способных распространяться на огромные расстояния без существенного ослабления. Эти волны были названы *радиоволнами*, так как слово «радио» происходит от слова радиация, что означает излучение.

Обобщая обширный опытный материал, собранный естествоиспытателями, английский физик Д. Максвелл создал в 60-х годах прошлого столетия теорию электромагнитного поля, установившую общую природу световых волн и радиоволн, а также законы их распространения.

В дальнейшем были изучены другие виды излучения: ультрафиолетовое, инфракрасное, рентгеновское и т. п. Исследования показали, что, несмотря на различия между всеми этими видами излучения, природа их одна и та же: все они представляют собой электромагнитные волны, а особенности их физических проявлений определяются различием в длине волны.

В 1886—1888 гг. Г. Герц экспериментально подтвердил основные выводы теории Максвелла, показав, что законы распространения, отражения и преломления радиоволн аналогичны законам распространения света.

При создании электромагнитной теории света Максвелл сразу же столкнулся с большой трудностью. Все известные до этого волнообразные движения материи объяснялись механическими движениями и упругими взаимодействиями частиц тех сред, в которых они происходят. Например, распространение волн на поверхности воды объясняется действием сил внутреннего трения и поверхностного натяжения воды, распространение звука — упругими деформациями в среде или колебаниями молекул газа. В вакууме распространение этих колебаний невозможно.

Как же объяснить то, что световые волны беспрепятственно распространяются в мировом пространстве, которое можно считать почти идеальным вакуумом? Максвелл предположил, что все мировое пространство заполнено каким-то неощутимым видом материи, названной им эфиром, а распространение электромагнитных волн, в том числе и света, объясняется колебаниями частиц эфира.

Это движение или смещение частиц эфира было названо током смещения. И действительно, если в какой-нибудь вакуумный сосуд поместить две пластины и соединить их с источником переменной э. д. с., то на помещенную поблизости магнитную стрелку будет воздействовать переменное магнитное поле так, как это происходило бы, если бы в пространстве между электродами протекал поток электронов, который принято называть конвекционным током.

Несмотря на то что с количественной стороны опыт дает полное совпадение с теорией, объяснение качественной стороны явлений такой механической моделью оказалось необоснованным.

Все дальнейшие попытки физиков посредством самых тонких и остроумных экспериментов обнаружить эфир и выявить его свойства не только ничего не дали, но и показали, что если предположить существование эфира, то нельзя объяснить многие физические явления. Поэтому в настоящее время считают это понятие лишенным какого-либо реального физического смысла, хотя оно еще часто используется в обиходе.

Вместе с тем экспериментальная физика накапливала все новые и новые данные о свойствах электромагнитных волн. Замечательные опыты П. Н. Лебедева, проведенные в 1901 г., позволили обнаружить и измерить давление света. В дальнейшем было доказано, что частица, излучающая электромагнитные волны, теряет часть своей массы. Наконец, изучение элементарных ядерных частиц и их реакций показало, что при некоторых условиях могут происходить превращения частиц в электромагнитное излучение и, наоборот, можно наблюдать переход электромагнитного излучения в электрически заряженные частицы. Было открыто, что, с одной стороны, электроны ведут себя как элементарные частицы материи, а с другой стороны, они обладают и некоторыми свойствами волн, например, способностью к дифракции, т. е. огибанию препятствий. В свою очередь электромагнитное излучение обладает корпускулярными, прерывными свойствами, т. е. свойствами потока мельчайших частиц.

Все эти факты привели к выводу, что электромагнитные волны представляют собой особую форму движущейся материи.

Теория электромагнитного поля Максвелла, за исключением гипотезы об эфире, правильно отражает объективную физическую реальность, являясь обобщением основных законов электричества, установленных опытным путем. В ней содержится очень важный вывод, что переменное электрическое поле порождает переменное магнитное поле. Если же учесть, что закон электромагнитной индукции устанавливает обратную зависимость, то следует заключить, что переменные электрические и магнитные поля всегда существуют совместно и связаны друг с другом определенной количественной зависимостью. Переменное электрическое поле создает переменное магнитное поле, а переменное магнитное поле создает переменное электрическое поле. Поэтому любое возмущение, то есть изменение электрического или магнитного поля приводит к возникновению единого переменного электромагнитного поля.

Важнейшим свойством переменного электромагнитного поля является то, что оно не локализуется в месте возникновения. От точки, где оно возникло, возмущение начинает распространяться во все стороны в окружающем пространстве, порождая электромагнитные волны, подобно тому, как всплеск воды от камня, брошенного в пруд, создает разбегающиеся по его поверхности волны.

Электромагнитные волны являются носителями энергии. За счет лучистой энергии, приносимой ими с поверхности Солнца, существует

жизнь на Земле. Следовательно, создание электромагнитного излучения должно явиться результатом процессов преобразования энергии. Такое преобразование произойдет, например, если заставить электрон двигаться с ускорением. Энергия, затрачиваемая устройством, вынуждающим электрон двигаться с ускорением, превращается в энергию электромагнитного излучения.

Из курса физики известно, что электроны в атомах движутся около положительно заряженного ядра по орбитам, на которых они обладают относительно него постоянной энергией. При некоторых условиях они могут переходить с одной орбиты на другую, вследствие чего их энергия изменяется; избыток ее превращается в электромагнитное излучение. Этот способ возбуждения электромагнитных волн находит применение в бурно развивающейся в настоящее время отрасли науки и техники — квантовой электронике.

В радиотехнике основное практическое применение нашел метод использования ускоренного движения свободных электронов, находящихся в огромном количестве в телах проводников.

Очевидно, что создать ускоренное движение электронов в одном направлении длительно практически невозможно, поэтому приходится ускорение в одном направлении сменять замедлением, т. е. ускорением в противоположном направлении. Подобный цикл может быть повторен неоднократно. Это можно осуществить путем присоединения каких-либо проводников к зажимам источника переменной э. д. с., под действием которой свободные электроны проводника начинают совершать колебательное движение, создавая электромагнитное излучение в окружающем пространстве. Такой проводник, преобразующий энергию источника переменной э. д. с. в энергию электромагнитных волн, называется **антенной**.

Теория Максвелла позволила установить, что скорость распространения электромагнитных волн в какой-либо среде

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \qquad (1\text{-}1)$$

где c — скорость распространения света в вакууме; ε — диэлектрическая проницаемость среды, а μ — магнитная проницаемость среды. Для воздуха $\varepsilon \approx \mu \approx 1$ и скорость распространения электромагнитных волн близка к скорости света в вакууме:

$$v = c \approx 300\,000 \text{ км/сек.}$$

Колебания электронов в антенне создаются источником периодически изменяющейся э. д. с. с периодом T. Если в некоторый момент времени мгновенное значение электромагнитного поля у антенны имело максимальную величину (рис. 1-1), то такую же величину оно будет иметь спустя время T. За это время существовавшее в начальный момент у антенны электромагнитное поле переместится на расстояние

$$\lambda = vT. \qquad (1\text{-}2)$$

Минимальное расстояние между двумя точками пространства, поле в которых имеет одинаковое значение, называется **длиной волны**. Как следует из выражения (1-2), длина волны λ зависит от скорости распространения и периода колебаний электронов в антенне. Так как частота тока $f = 1/T$, то длина волны

$$\lambda = \frac{v}{f}. \qquad (1\text{-}3)$$

На основании теории Максвелла и из опыта можно установить, что электромагнитные волны представляют собой волны поперечного типа: в любой момент времени и в любой точке направления действия

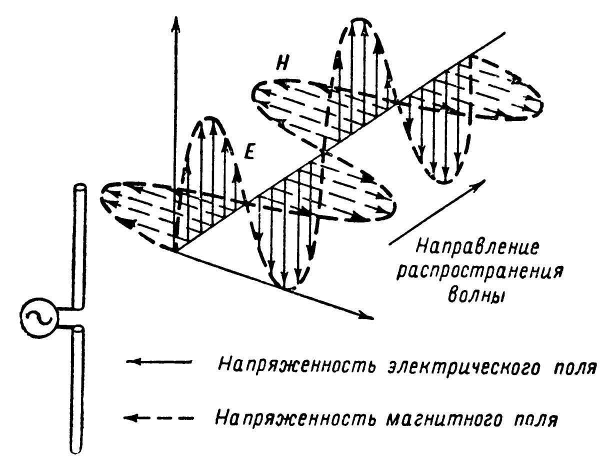


Рис. 1-1. Структура поля электромагнитной волны.

магнитного и электрического поля волны перпендикулярны направлению ее распространения; при этом направление электрического поля всегда перпендикулярно направлению магнитного поля (рис. 1-1).

1-2. ОБЩАЯ СХЕМА РАДИОСВЯЗИ

Может возникнуть вопрос, нельзя ли, для того чтобы передать с помощью радиоволн человеческую речь, звуковые колебания превратить в электрические, а последние с помощью антенны преобразовать в электромагнитные волны, чтобы затем в приемном пункте эти электромагнитные волны снова превратить в звуковые?

Колебания, создаваемые голосом, являются колебаниями низких частот, лежащих обычно в пределах от 75 до 3 000 *гц*. Используя формулу (1-3), легко показать, что такие колебания создадут волны с длиной от 4 000 до 100 *км*. Антенны же могут эффективно излучать электромагнитные колебания только тогда, когда их размеры соизмеримы с длиной волны. Поэтому передача колебаний с такими длинами волн оказывается практически невозможной.

Если учесть, что можно построить антенны с размерами, не превышающими несколько сотен метров, то становится ясным, что для радиосвязи можно использовать волны длиной не более нескольких километров. Такие электромагнитные волны создаются колебаниями с частотами, во много раз превышающими частоты звуковых колебаний. Поэтому их можно использовать только в качестве переносчиков полезных звуковых сигналов. Это осуществляется путем изменения амплитуды, частоты или фазы несущих волн по закону изменения звуковых сигналов. Можно также закодировать передаваемое сообщение в виде некоторых комбинаций импульсных посылок разной частоты, длитель-

ности и взаимного расположения. Такой процесс изменения параметров несущих волн носит название модуляции.

На рис. 1-2 приведены графики передаваемого звукового сигнала и амплитудно-модулированных колебаний, которые получаются в том случае, когда по закону передаваемого сигнала изменяется амплитуда высокочастотных колебаний.

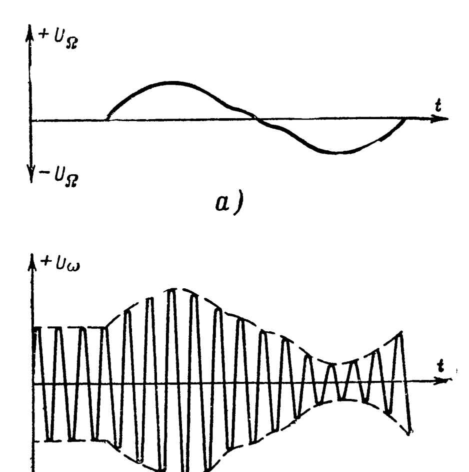


Рис. 1-2. Колебания при радиопередаче.

а — низкочастотное колебание; б — высокочастотное колебание, промодулированное по амплитуде низкочастотным.

Таким образом, всякое радиопередающее устройство должно состоять из трех основных элементов: генератора переменной э. д. с., прибора, в котором происходит модуляция, и антенны.

В приемном пункте должно находиться устройство, преобразующее энергию электромагнитных волн в энергию электрических колебаний, т. е. приемная антенна. К антенне, расположенной в приемном пункте, приходят электромагнитные волны, излучаемые разными передатчиками, работающими на различных частотах. Для того чтобы принимать сигналы только одной радиостанции, необходимо иметь избирательное устройство, способное выделить из колебаний различных частот только те колебания, которые передаются нужной радиостанцией. Для решения этой задачи

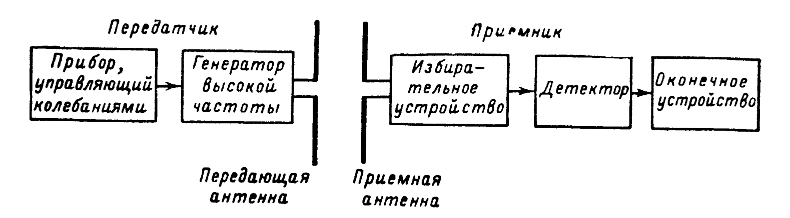


Рис. 1-3. Структурная схема линии радиосвязи.

используются электрические колебательные контуры, настраиваемые на частоту принимаемой радиостанции.

Выделенные с помощью контура высокочастотные колебания нужно подвергнуть обратному преобразованию, т. е. получить из них токи или напряжения, изменяющиеся в соответствии с законом моду-

ляции колебаний в передатчике. Для этого приемник должен иметь специальное устройство, которое называют детектором.

Наконец, выделенный сигнал нужно подать на некоторое оконечное устройство, которое запишет его или позволит человеку воспринимать его в виде звука или света. Следовательно, радиоприемное устройство должно содержать в себе обязательно антенну, избирательное устройство, детектор и оконечное устройство.

Таким образом, структурная схема радиосвязи имеет вид, изображенный на рис. 1-3.

1-3. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В РАДИОТЕХНИКЕ

Какие же волны используются в современной радиотехнике? Исследования показали, что условия распространения радиоволн существенно различаются в зависимости от длины их волны. Это определяется различием в прохождении волн, излученных антенной вдоль земной поверхности (так называемого земного луча), и волн, излученных под некоторым углом к горизонту (так называемого пространственного луча). Оба этих пути распространения радиоволн показаны на рис. 1-4.

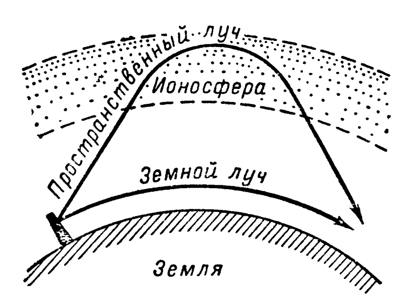


Рис. 1-4. Пути распространения электромагнитных волн.

Земной луч, проходя вдоль поверхности Земли, наводит в ней переменные токи, которые встречают тем большее сопротивление, чем выше рабочая частота. Поэтому с ростом частоты возрастает поглощение энергии земного луча.

Пространственный луч попадает в верхние сильно ионизированные слои атмосферы (так называемую ионосферу). Под действием пришедшей электромагнитной волны свободные заряды в ионизированных слоях совершают упорядоченное колебательное движение, что является причиной возникновения нового излучения, часть которого может вернуться на Землю. Однако не вся энергия падающей на нее волны переходит в отраженную волну: часть ее превращается в тепло. Теория и опыт показали, что доля поглощенной энергии возрастает с увеличением длины волны (т. е. с уменьшением частоты).

На волнах более 3 000 *м* поглощение в земной поверхности оказывается очень малым, а поглощение в ионосфере очень большим. Благодаря тому что эти волны, кроме того, хорошо огибают земную поверхность, с помощью земного луча удается осуществлять связь на расстоянии в несколько тысяч километров. Из-за сильного поглощения в ионосфере пространственный луч не может быть использован для связи.

Волны, длина которых превышает 1 000 *м*, называют длинными (соответствующие им частоты меньше 300 *кгц*).

На более коротких волнах (от 1 000 до 100 *м*), которые принято называть средними волнами, поглощение земного луча возрастает, и связь с его помощью может осуществляться только на сравни-

тельно небольшие расстояния; однако начинает появляться достаточно интенсивный отраженный от ионосферы пространственный луч, за счет которого дальность связи также может достигать нескольких тысяч километров. Диапазону средних волн соответствуют частоты от 300 *кгц* до 3 *Мгц*.

На волнах коротковолнового диапазона, к которому принято относить волны от 100 до 10 *м* (чему соответствуют частоты от 3 до 30 *Мгц*), поглощение в земле становится столь большим, что практически связь на расстояниях свыше нескольких десятков километров земным лучом становится невозможной, зато поглощение пространственного луча в ионосфере резко уменьшается, и связь может осуществляться на огромные расстояния с помощью волн, отраженных от ионосферы.

Более короткие волны, которые получили название ультракоротких (длина волны менее 10 *м*), проходят сквозь ионосферу, обычно не испытывая отражения. По мере укорочения волны свойства радиоволн все более и более приближаются к свойствам световых волн.

Ультракороткие волны уже почти не обладают способностью огибать земную поверхность, поэтому связь с их помощью может практически осуществляться только в пределах зоны прямой видимости. Это, конечно, снижает возможности использования ультракоротких радиоволн, но, с другой стороны, благодаря этому исключаются взаимные помехи радиостанций, расположенных на расстояниях более нескольких десятков километров. Атмосферные и промышленные помехи практически отсутствуют в этом диапазоне.

Необходимо, однако, заметить, что при особых состояниях нижних слоев атмосферы волны метрового диапазона преломляются в них и также могут возвращаться к земле. Изучение этого явления позволяет все шире и шире использовать его для целей дальней связи и приема телевизионных передач на больших расстояниях.

Использование ультракоротких волн открыло целый ряд интересных возможностей перед радиотехникой. Малая длина волны позволяет создавать сложные антенные системы, концентрирующие излучение только в определенных нужных направлениях. Только на ультракоротких волнах оказывается возможным построение радиолокационных, телевизионных станций, линий телеуправления и целого ряда других специальных устройств. Поэтому диапазон ультракоротких волн привлекает в последние годы особое внимание радиоспециалистов. В настоящее время уже находят практическое применение волны длиной в несколько миллиметров.

Нужно отметить, что в литературе часто встречается иное разделение радиоволн на диапазоны. В соответствии с прежним Международным соглашением длинными называли волны свыше 3 *км*, средними — волны от 3 *км* до 200 *м*, промежуточными — волны от 200 до 50 *м* и короткими — волны от 50 до 10 *м*.

1-4. КРАТКИЙ ОЧЕРК РАЗВИТИЯ РАДИОТЕХНИКИ

Впервые в мире радиосвязь была осуществлена 24 марта 1896 г. А. С. Поповым на расстоянии около 250 *м*.

В передатчике А. С. Попова (рис. 1-5) источник постоянного тока питал преобразователь, на выходе которого создавалось высокое напряжение. Оно подводилось к двум относительно длинным проводам,

разделенным разрядным промежутком, которые выполняли роль антенны. Когда напряжение на проводах антенны превышало напряжение пробоя воздушного промежутка, возникал искровой разряд и в антенной цепи возбуждались затухающие электрические колебания, создававшие в окружающем пространстве электромагнитное излучение. Управление этим излучением осуществлялось с помощью телеграфного ключа, через который замыкалась цепь питания преобразователя. Замыкая и размыкая ключ, можно было создавать электромагнитные сигналы, пользуясь телеграфной азбукой Морзе.

Радиоприемное устройство А. С. Попова состояло из приемной антенны, в цепь которой включался когерер — стеклянная трубка, заполненная металлическими опилками. При появлении переменных

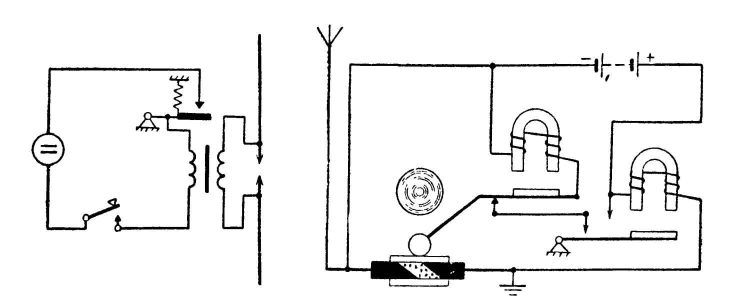


Рис. 1-5. Передатчик и приемник А. С. Попова.

токов в цепи приемной антенны происходило спекание отдельных частиц металлического порошка, вследствие чего сопротивление когерера резко падало. Через когерер замыкалась также цепь звонка или обмотка реле пишущего механизма телеграфного аппарата. При уменьшении сопротивления когерера в цепи звонка возникал ток, молоточек звонка ударял по чашке и телеграфный сигнал мог быть принят на слух или записан аппаратом. При обратном ходе молоточек звонка встряхивал когерер, восстанавливая его первоначальное состояние. Здесь когерер играл роль детектора, а звонок — оконечного устройства.

Приемное устройство такого типа впервые было продемонстрировано А. С. Поповым 7 мая 1895 г. на заседании Физико-химического общества в Петербурге. Этот день и принято считать днем изобретения радио.

А. С. Попов неустанно совершенствовал разработанную им аппаратуру, и если первая радиопередача производилась на расстояние всего в 250 *м*, то уже через полтора года он мог передавать радиограммы на расстояние в несколько километров, а в 1899 г. при операции по спасению крейсера «Адмирал Апраксин» он осуществлял радиосвязь на расстоянии в 40 *км*. В 1901 г. с помощью радиостанции Попова удалось установить связь на расстоянии в 150 *км*.

Изобретение Попова получило широкое признание во всем мире. Всюду стали появляться искровые радиотелеграфные станции, только в России косность и полное равнодушие царского правительства, не желавшего видеть огромного значения замечательного изобретения, тормозило развитие радио.

В 1906 г. американский изобретатель Ли де Форест создал первую трехэлектродную электронную лампу, которая открыла новые возможности для радиотехники. В 1913 г. немецкий инженер Мейснер создал первый ламповый генератор. Появившиеся ламповые генераторы и усилители незатухающих колебаний разрешили проблему создания компактных, стабильных, перестраиваемых передатчиков и приемников, с помощью которых стали возможными передача и прием не только телеграфных сигналов, но и человеческой речи, музыки, изображения.

С первых же дней создания Советской власти Коммунистическая партия, руководимая В. И. Лениным, проявила огромную заботу и внимание к развитию радиотехники. По указанию В. И. Ленина в Нижнем Новгороде была создана радиолаборатория, где были сосредоточены важнейшие разработки радиотехнической аппаратуры. В условиях голода, блокады, экономической разрухи коллектив работников лаборатории во главе с М. А. Бонч-Бруевичем создал первые образцы отечественных электронных ламп, и уже в 1920 г. на Ходынском поле под Москвой была построена весьма мощная по тому времени радиотелефонная станция. А еще через 2 года в Москве была построена самая мощная в мире радиовещательная станция. С этого времени Советский Союз неизменно занимает первое место в мире по мощности радиовещательных станций.

В начале 20-х годов под руководством М. А. Бонч-Бруевича были разработаны мощные и сверхмощные генераторные лампы мощностью до 100 *квт*. В 1933 г. под Москвой была построена радиостанция мощностью 500 *квт* в антенне, разработанная коллективом инженеров под руководством А. Л. Минца. Строительство мощных радиостанций продолжалось и в последующие годы.

Все крупнейшие города нашей страны в настоящее время связаны магистральными линиями радиосвязи. Местные радиостанции ведут собственные передачи и транслируют программы центрального вещания. Наряду с мощными радиостанциями действуют десятки тысяч служебных станций: самолетных, судовых, поездных, экспедиционных и других радиостанций самого различного назначения. Развилось и обширное радиолюбительское движение коротковолновиков, устанавливающих сверхдальние связи, «охотников на лис», конструкторов, создающих управляемые по радио модели самолетов, судов, а также многие различные по назначению радиоустройства.

В конце 30-х годов и особенно после второй мировой войны стали быстро развиваться и другие отрасли радиотехники: передача изображений по радио — телевидение, управление различными объектами по радио — телеуправление, обнаружение самолетов и судов с помощью отраженных радиоволн — радиолокация, вождение самолетов и судов с помощью радиосредств — радионавигация.

Радиотехнические методы проникают в самые различные отрасли науки и техники: в физику, химию, геологию, медицину, астрономию, математику и т. д. Сейчас невозможно указать ни одной отрасли естественных наук, где бы не использовались те или иные радиотехнические устройства. С помощью радиосредств исследуются глубины Вселенной. По радио управляют космическими кораблями. Радиотехнические средства позволяют получать информацию о таинственных и удивительных процессах, происходящих как в отдаленнейших галактиках, так и внутри атомных ядер. Поэтому знакомство с основами радиотехники в настоящее время необходимо широкому кругу людей самых различных специальностей. Это знакомство не только полезно, но и увлекательно.

1-5. СРЕДСТВА, ИСПОЛЬЗУЕМЫЕ В РАДИОТЕХНИКЕ

При всем разнообразии решаемых задач все радиотехнические устройства строятся в основном из небольшого числа элементов: электронных ламп, полупроводниковых приборов, резисторов, катушек индуктивностей и конденсаторов. Поэтому при изучении курса радиотехники в первую очередь надлежит ознакомиться с особенностями работы этих элементов.

При соединении таких элементов образуются узлы, приобретающие качественно новые свойства. Таким основным радиотехническим узлом, состоящим из индуктивности и емкости, является колебательный контур, который входит в состав подавляющего большинства генераторов и усилителей, используемых в передатчиках и приемниках.

Контур никогда не является изолированной системой, он всегда связывается с другими цепями, входящими в передатчик или приемник. В результате этой связи могут существенно измениться свойства колебательной системы. Такие взаимодействующие друг с другом цепи или контуры называются связанными цепями (контурами).

Как было видно из рассмотрения структурных схем передатчика и приемника, в радиотехнических цепях протекают токи самых различных частот. Поэтому часто необходимо отфильтровать токи одних частот от токов других, т. е. токи одних частот пропускать в какую-либо цепь, а токи других частот не пропускать. Эту задачу решают с помощью специальных устройств, называемых электрическими фильтрами, которые составляются из резисторов, конденсаторов, катушек, а иногда и из колебательных контуров.

В радиотехнических устройствах часто встречаются системы из электрических проводов, по которым энергия высокочастотных колебаний передается от одной части устройства к другой, например, от передатчика к антенне или от антенны к приемнику. Такие системы принято называть фидерными линиями. К ним предъявляется требование возможно полно, без потерь передавать энергию. Когда длина таких линий становится соизмеримой с длиной волны, в их работе проявляется целый ряд интересных особенностей, что позволяет использовать их в качестве индуктивностей, емкостей, колебательных контуров, фильтров и т. п.

Изучение свойств линий позволяет понять многие явления, происходящие в антеннах, в большинстве случаев образованных системой длинных проводов. В зависимости от их конфигурации, подвески над землей, способа питания антенна обладает теми или иными излучающими свойствами. Необходимость же создания антенн с различными характеристиками определяется разным назначением радиостанций и неодинаковыми условиями распространения, зависящими от рабочего диапазона: одни радиоволны распространяются в пределах прямой видимости, другие — на тысячи километров, третьи способны многократно обходить земной шар. Знание условий распространения радиоволн необходимо для правильного выбора рабочих волн и антенных устройств.

В настоящее время в большинстве усилителей, генераторов и других важнейших узлов радиоустройств в качестве основного элемента используются электронные лампы или транзисторы. Их основным свойством является то, что изменение напряжения на одном из их электродов влияет в значительно большей степени на ток, протекающий в цепи другого электрода, чем изменение напряжения на последнем. Это дает возможность путем небольших изменений напряжения

на первом электроде создавать большие изменения напряжения на втором, т. е. производить усиление переменных напряжений.

С помощью этих же приборов удается осуществлять модуляцию, детектирование и другие преобразования колебаний. В настоящее время существует много типов ламп и полупроводниковых приборов, предназначенных для выполнения различных функций.

Знание особенностей работы электронных ламп и колебательных контуров позволяет перейти к изучению работы усилителей и генераторов, в большинство которых они входят как два главных составных элемента. Благодаря созданию ламповых генераторов и усилителей стало возможным построение приемников и передатчиков, в которых производится усиление сигналов в миллионы раз.

Из рассмотрения общего принципа построения линии связи можно заключить, что кроме генерирования и усиления колебаний в любом радиоустройстве мы всегда встречаемся с различного рода преобразованиями частоты, амплитуды или фазы колебаний. В современных радиоустройствах это чаще всего осуществляется также в ламповых схемах или с применением полупроводниковых приборов.

Следует подчеркнуть, что радиопередающие и радиоприемные устройства не представляют собой простую сумму отдельных рассмотренных ранее узлов. Так же как при образовании контура из катушки и конденсатора или усилителя из контура и лампы, новое устройство приобретает новые качественные особенности. Их необходимо знать, чтобы понять, для чего нужны его отдельные элементы и что представляет собой законченное радиоустройство, способное выполнять самостоятельные задачи.

Знание принципов построения и работы радиопередающих и радиоприемных устройств позволяет понять сущность новых, чрезвычайно важных отраслей радиотехники, таких как телевидение, радиолокация, телеуправление и др. В радиоустройствах, служащих для обнаружения самолетов и кораблей, для управления различными агрегатами на расстоянии, в вычислительных машинах и бесконечном множестве других специальных приборов, используемых в самых различных отраслях науки и техники, применяются многообразные импульсные схемы, важнейшие из которых будут рассмотрены в этой книге.

Из этого краткого очерка видно, что радиотехника является стройной и логичной наукой. Все в ней взаимосвязано и вытекает одно из другого. Не поняв предыдущего, нельзя по-настоящему освоить последующее. Поэтому мы рекомендуем читателю при изучении курса придерживаться последовательности изложения, выдержанной в книге.

Глава вторая

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЦЕПИ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

2-1. СИНУСОИДАЛЬНО ИЗМЕНЯЮЩИЕСЯ ВЕЛИЧИНЫ И ИХ ВЕКТОРНОЕ ИЗОБРАЖЕНИЕ

В цепях радиотехнических устройств протекают как постоянные, так и переменные токи. Переменным называют ток, величина и направление которого изменяются во времени. Законы изменения тока во времени могут быть самыми разнообразными. Однако чаще всего приходится иметь дело с переменным током, изменяющимся во времени

по синусоидальному закону (его называют также гармоническим).

$$i = I_m \sin \omega t, \tag{2-1}$$

где i — мгновенное значение тока; I_m — амплитуда, т. е. максимальное значение тока; ω — круговая (или угловая) частота.

Любую синусоидально изменяющуюся во времени величину можно представить как проекцию на вертикальную ось некоторого вращающегося вектора (рис. 2-1). За один оборот вектора синусоидально изменяющаяся величина достигает дважды максимального (амплитудного) значения, когда вектор совпадает с вертикальной осью, и его проекция

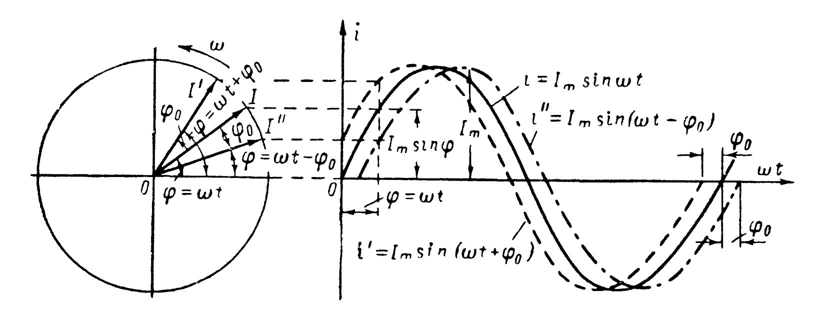


Рис. 2-1. Представление синусоидально изменяющейся величины как проекции вращающегося вектора.

оказывается равной величине вектора. Круговая частота вращения вектора ω является круговой частотой синусоидально изменяющейся величины. Она измеряется углом поворота вектора за секунду (обычно в *рад/сек*). Угол поворота вектора относительно горизонтальной оси называется фазой синусоидально изменяющейся величины.

Время полного оборота вектора вокруг своей оси соответствует периоду T синусоидально изменяющейся величины. Величина, обратная периоду, показывает, сколько оборотов совершает вектор за 1 *сек*. Она называется частотой синусоидально изменяющейся величины и измеряется в герцах:

$$f = \frac{1}{T} = \frac{\omega}{2\pi}. \tag{2-2}$$

При частоте в 1 *гц* вектор совершает полный оборот за 1 *сек*. В том случае, когда в начальный момент времени вращающийся вектор I' находится под углом φ_0 к горизонтальной оси, синусоидально изменяющаяся величина имеет начальную фазу φ_0; при этом синусоида с начальной фазой φ_0 оказывается сдвинутой относительно синусоиды с нулевой начальной фазой в сторону меньших значений времени (штриховая кривая на рис. 2-1), т. е. опережает ее на угол φ_0. Уравнение такой синусоидально изменяющейся величины имеет вид:

$$i' = I_m \sin(\omega t + \varphi_0). \tag{2-3}$$

Проекция третьего вектора I'', вращающегося с той же скоростью и расположенного по другую сторону от вектора I, представляет собой синусоидально изменяющуюся величину, отстающую от первой

на угол φ_0 (штрих-пунктирная кривая на рис. 2-1). Ее уравнение имеет вид:

$$i'' = I_m \sin(\omega t - \varphi_0). \qquad (2\text{-}3а)$$

Многие величины в радиотехнике оказываются пропорциональными скоростям изменения той или иной синусоидальной величины. Скорость

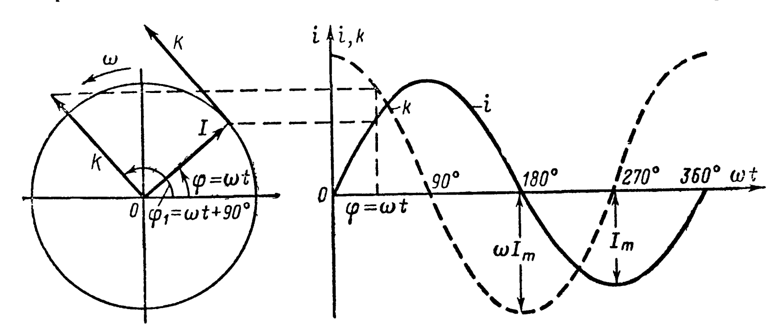


Рис. 2-2. Синусоидально изменяющаяся величина и закон изменения ее скорости.

вращающегося вектора I представляет собой также вектор K, направленный по касательной к окружности, описываемой вектором I (рис. 2-2). Для удобства изобразим вектор K выходящим из начала координат (это можно сделать, так как проекция вектора на вертикальную ось при этом не изменится). Легко видеть, что он опережает вектор I на 90°.

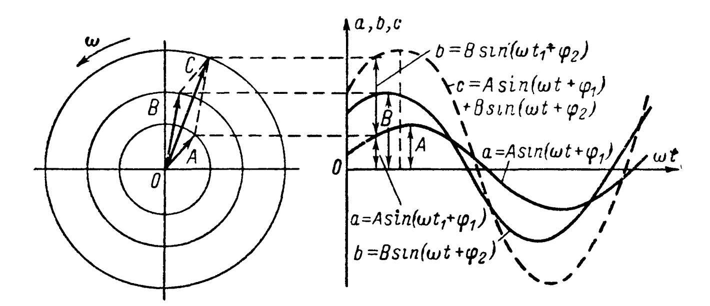


Рис. 2-3. Суммирование двух синусоидально изменяющихся величин.

Из курса механики известно, что величина вектора линейной скорости K связана с угловой скоростью и величиной вращающегося вектора I простым соотношением:

$$K = \omega I. \qquad (2\text{-}4)$$

Проектируя этот вектор на вертикальную ось, получим скорость изменения синусоидально изменяющейся величины, которая также изменяется синусоидально, опережая изменение самой величины на 90°.

Из построения суммарной кривой двух синусоид, имеющих одинаковую частоту, но разные амплитуды и фазы (рис. 2-3), видно, что результирующая кривая является синусоидой той же частоты. Она может быть получена как проекция вектора C, являющегося суммой вектора A и вектора B, проекциями которых являются суммируемые синусоиды. Вектор C строится как диагональ параллелограмма, построенного на векторах A и B.

Рассмотренное свойство проекции вращающихся векторов позволяет находить результат сложения синусоидальных величин путем геометрического суммирования соответствующих им векторов. Рисунок с изображением мгновенных положений векторов наглядно характеризует амплитудные и фазовые соотношения в цепи и называется **векторной диаграммой**.

2-2. ОСНОВНЫЕ ДЕТАЛИ РАДИОТЕХНИЧЕСКИХ ЦЕПЕЙ И ПРОХОЖДЕНИЕ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА ЧЕРЕЗ НИХ

Радиотехнические цепи составляются в основном из катушек индуктивности, резисторов (активных сопротивлений) и конденсаторов. Рассмотрим поведение этих деталей в цепях переменного тока.

Согласно закону электромагнитной индукции всякое изменяющееся магнитное поле создает в охватываемом им проводнике э. д. с., пропорциональную скорости изменения поля. Проводник с током всегда охвачен силовыми линиями магнитного поля, создаваемого током (рис. 2-4, *а*). Изменение тока в проводнике приводит к пропорциональ-

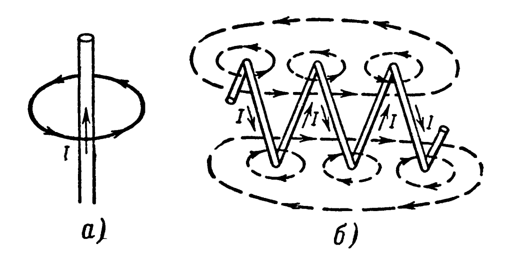


Рис. 2-4. Магнитное поле провода с током.

а — прямолинейного провода; *б* — провода, свернутого в катушку.

ному изменению поля, в результате чего в проводнике наводится э. д. с. Это явление называется **самоиндукцией**. Наведенная э. д. с. согласно правилу Ленца препятствует возникшим изменениям тока; ее называют э. д. с. самоиндукции. Самоиндукция, определяющая противодействие цепи изменениям тока в ней, играет в электрических системах такую же роль, как инерция в механических.

В дальнейшем мы увидим, что желательно иметь устройства, обладающие этим свойством в максимальной степени. Не трудно видеть, что таким устройством может служить катушка, свитая из провода (рис. 2-4, *б*). Каждый участок прямого провода охватывается только полем тока, протекающего по нему. В катушке же провод охватывается суммарным полем всех витков, вследствие чего в ней будет наводиться

гораздо бо́льшая э. д. с. самоиндукции, чем в вытянутом проводе, из которого она свита.

На рис. 2-5 изображены типовые катушки, используемые в радиотехнике. При малой индуктивности их наматывают в один слой на каркасе или жестким проводом без него (рис. 2-5, *а* — *в*). Для увели-

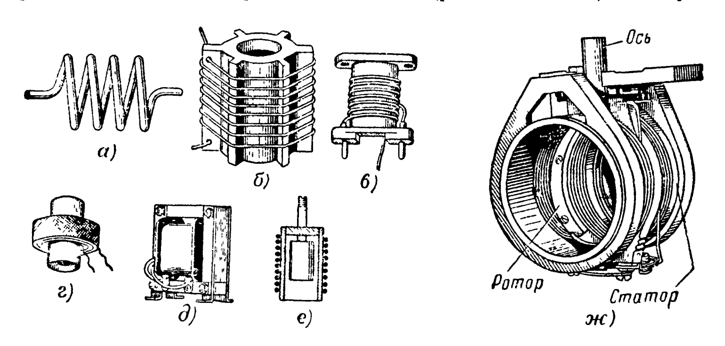


Рис. 2-5. Катушки индуктивности.

а — однослойная бескаркасная; *б* — на керамическом каркасе; *в* — на пластмассовом каркасе; *г* — с многослойной намоткой; *д* — дроссель со стальным сердечником; *е* — с ферритовым сердечником; *ж* — катушка переменной индуктивности (вариометр).

чения индуктивности часто катушки делают многослойными из сотен витков (рис. 2-5, *г*). Если же нужна очень большая индуктивность, то катушки наматывают на ферромагнитных сердечниках (рис. 2-5, *д*). Чтобы иметь возможность изменять индуктивность катушки, сердечник ее делают выдвижным (рис. 2-5, *е*). В больших пределах индуктивность изменяется у вариометров (рис. 2-5, *ж*), состоящих из двух соединенных последовательно катушек — статорной и роторной; при повороте последней общая индуктивность изменяется вследствие изменения взаимной индукции катушек.

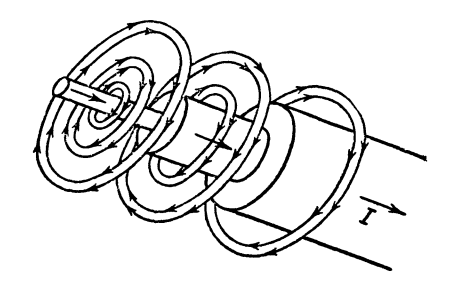


Рис. 2-6. Магнитное поле, окружающее различные слои провода.

Возникновение э. д. с. самоиндукции в проводнике, обтекаемом током, создает эффект кажущегося увеличения его сопротивления. Этот эффект проявляется неодинаковым образом по сечению проводника, что легко понять, если представить его состоящим из надетых друг на друга трубчатых слоев (рис. 2-6). Слой, расположенный на оси, окружен полем, создаваемым токами всех слоев проводника. Трубчатый слой, расположенный дальше от оси, охватывается только частью магнитного поля (часть его будет проходить внутри трубки). Чем дальше слой от оси, тем меньшая часть магнитного поля будет наводить в нем

э. д. с. самоиндукции и тем меньше будет его кажущееся сопротивление переменному току.

На очень высоких частотах (при очень большой скорости изменения тока) сопротивление внутренних слоев настолько возрастает, что основная доля тока протекает по очень тонкому слою на поверхности проводника. Это явление называют **поверхностным эффектом**. Для получения малого сопротивления провода на высоких частотах необходимо увеличивать его диаметр, причем провод может быть выполнен в виде трубки. Особое внимание должно уделяться состоянию поверхности проводов, которые часто покрывают тонким слоем серебра, золота или меди для увеличения проводимости.

В ряде случаев, наоборот, желательно иметь элементы с большим активным сопротивлением, называемые **резисторами** (рис. 2-7). Они создаются из провода с высоким удельным сопротивлением, сви-

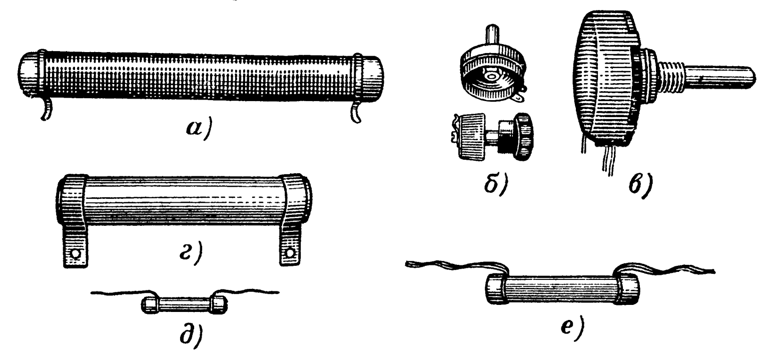


Рис. 2-7. Резисторы.

а — проволочный остеклованный; *б* — проволочный переменного сопротивления; *в* — непроволочный переменного сопротивления; *г* — керамический с углеродистым покрытием; *д* — малогабаритный; *е* — металлизированный

ваемого в спираль или наматываемого на керамическом каркасе. Их изготовляют также путем нанесения на каркас очень тонкого плохо проводящего слоя специального лака или угля, а также в виде объемных сопротивлений из науглероженных керамических стержней.

Для создания запаса электрической энергии используют устройства, называемые **конденсаторами** (рис. 2-8). Накопление электричества в них основано на том, что противоположные заряды, попадая на близко расположенные проводящие пластины, разделенные диэлектриком, удерживают друг друга, создавая возможность прихода на пластину дополнительных зарядов.

Очевидно, что взаимное притяжение зарядов будет тем сильнее, чем меньше расстояние между пластинами, и зарядов разместится тем больше, чем больше площадь пластин. Поэтому конденсаторы изготовляют из свернутых в рулон слоев тонкой металлической фольги, разделенных промасленной бумагой, или в виде набора металлических пластин, разделенных воздушными промежутками (рис. 2-8, *а*), пластинками слюды или другими диэлектриками. Очень тонкий слой диэлектрика удается получить в электролитических конденсаторах (рис. 2-8, *в*), где он образуется слоем окиси алюминия, создаваемым электролитическим путем на металлической фольге. Иногда тончайший слой металла

наносится непосредственно на покрытую лаком бумагу, свернутую в рулон и помещенную в керамическую или металлическую трубку (рис. 2-8, *д*). Конденсаторы малой емкости часто выполняются путем нанесения проводящих покрытий на разные стороны керамических пластин или трубок. Конденсаторы переменной емкости (рис. 2-8, *б*) состоят из системы неподвижных пластин (статора) и подвижных пластин (ротора). При повороте ротора изменяется действующая площадь пластин. В тех случаях, когда регулировку емкости производят редко, ось ротора не выводится на ручку, а оканчивается шлицем (рис. 2-8, *г*). Такие конденсаторы называют подстроечными.

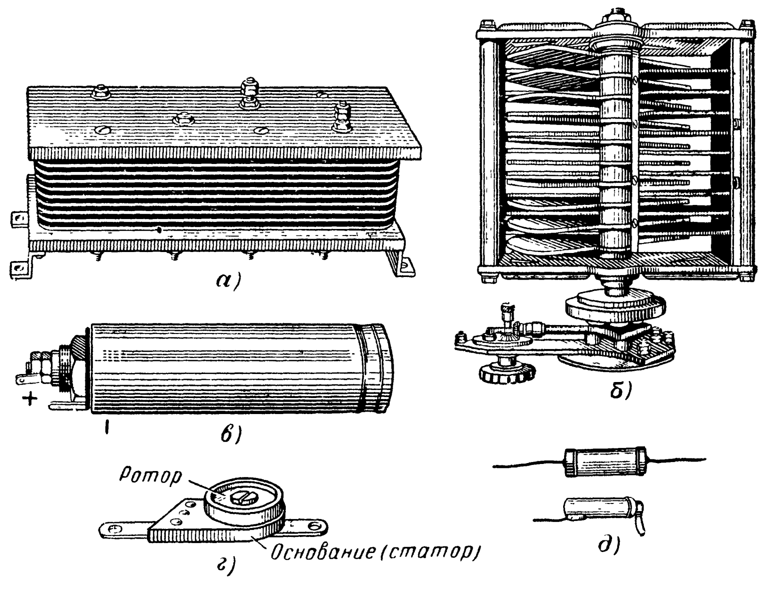


Рис. 2-8. Конденсаторы.

а — воздушный постоянной емкости; *б* — воздушный переменной емкости; *в* — электролитический; *г* — керамический подстроечный (полупеременный); *д* — бумажные герметизированные.

Рассмотрим особенности прохождения переменного тока через конденсатор. Напряжение на конденсаторе (в вольтах)

$$u_C = \frac{q}{C},$$

где q — заряд на обкладках конденсатора (в кулонах), а C — емкость конденсатора (в фарадах). Если напряжение изменяется за время Δt *

---

* Здесь и далее греческой буквой Δ (дельта) обозначаются малые разности (изменения) или, как говорят, приращения той величины, которая стоит за этим знаком. Так, $\Delta t = t_2 - t_1$, где t_1 и t_2 — два близких друг к другу момента времени.

на величину Δu_C, то это вызывает изменение величины заряда конденсатора на

$$\Delta q = C\,\Delta u_C.$$

Разделим правую и левую части этого равенства на Δt

$$\frac{\Delta q}{\Delta t} = C\frac{\Delta u_C}{\Delta t}.$$

Левая часть представляет собой среднее значение тока в цепи конденсатора за время Δt, а отношение $\Delta u_C/\Delta t$ — среднюю скорость изменения напряжения на нем. Следовательно, ток, проходящий в цепи конденсатора при изменении напряжения на нем, равен произведению емкости конденсатора на скорость изменения напряжения.

Если напряжение изменяется по синусоидальному закону, т. е.

$$u_C = U_{mC}\sin\omega t,$$

то на основании общих свойств вектора скорости синусоидально изменяющийся величины, рассмотренных выше, ток изменяется также по синусоидальному закону и опережает напряжение по фазе на 90°.

$$i_C = C\frac{\Delta u_C}{\Delta t} = \omega C U_{mC}\sin(\omega t + 90°). \qquad (2\text{-}5)$$

Объясним причину появления сдвига фаз между током и напряжением. Если в начальный момент времени напряжение на конденсаторе u_C максимально, то, следовательно, он полностью заряжен и зарядный ток i_C равен нулю. Сначала напряжение на конденсаторе уменьшается медленно (т. е. он медленно разряжается), разрядный ток мал. Постепенно скорость уменьшения напряжения на конденсаторе увеличивается, и ток возрастает. Он достигает максимума, когда напряжение становится равным нулю. Затем конденсатор заряжается, причем зарядный ток по тем же причинам опережает по фазе напряжение на 90° (рис. 2-9).

Из выражения (2-5) видно, что амплитуда тока

$$I_{mC} = U_{mC}\omega C. \qquad (2\text{-}6)$$

Отношение амплитуды напряжения к амплитуде тока представляет собой кажущееся сопротивление конденсатора переменному току. Как же понимать сопротивление конденсатора переменному току, если изолятор между его обкладками не пропускает электронов? При воздействии на конденсатор переменного напряжения происходят последовательно друг за другом процессы заряда и разряда его пластин, а в цепи конденсатора проходит переменный ток так, как будто конденсатор пропускает его, представляя для него некоторое конечное сопротивление. Во время заряда энергия запасается конденсатором в виде энергии электрического поля между его обкладками, а при разряде конденсатор отдает запасенную энергию снова в цепь. В целом за период идеальный конденсатор не поглощает энергии, и сопротивление конденсатора в отличие от сопротивления провода не приводит к потерям электрической энергии на нагрев. Поэтому сопротивление провода называют а к т и в н ы м сопротивлением, а сопротивление конденсатора — кажущимся или р е а к т и в н ы м.

Сопротивление конденсатора переменному току

$$X_C = \frac{U_{mC}}{I_{mC}} = \frac{1}{\omega C}. \qquad (2\text{-}7)$$

Эта зависимость объясняется следующим образом. При неизменной амплитуде напряжения ток в цепи конденсатора тем больше, чем больше емкость конденсатора, так как при этом для повышения напряжения на конденсаторе нужно накопить на его обкладках больший заряд. При данных напряжении и емкости конденсатора ток должен быть тем больше, чем выше частота (при более высокой частоте перезаряд конденсатора должен происходить за более короткий промежуток времени), в свою очередь увеличение тока указывает на уменьшение сопротивления (см. рис. 2-9).

В известном смысле противоположным образом ведет себя в цепи переменного тока катушка индуктивности. Если через нее проходит переменный ток

$$i_L = I_{mL} \sin \omega t,$$

то в ней наводится э. д. с. самоиндукции, пропорциональная скорости изменения тока:

$$e_L = -L\frac{\Delta i_L}{\Delta t}, \qquad (2\text{-}8)$$

где L — индуктивность катушки (в генри). Знак минус в этой формуле учитывает, что э. д. с. препятствует изменению тока, т. е. при увеличении тока ($\Delta i_L > 0$) направлена навстречу ему, а при уменьшении тока ($\Delta i_L < 0$) она имеет то же направление и стремится поддержать его прежнее значение.

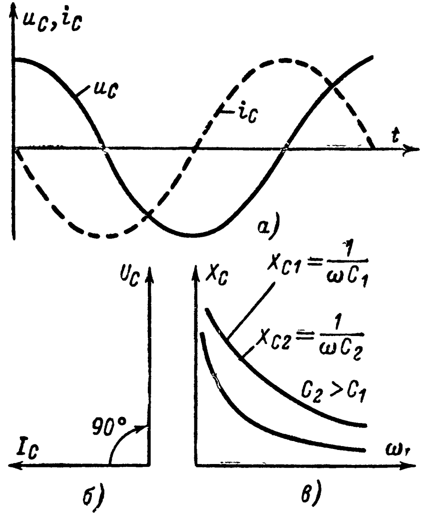


Рис. 2-9. Прохождение переменного тока через конденсатор.

а — законы изменения напряжения на конденсаторе и тока в его цепи; *б* — векторная диаграмма; *в* — зависимости реактивных сопротивлений конденсаторов разной емкости от частоты переменной э. д. с.

Поскольку $\Delta i_L/\Delta t$ представляет собой скорость изменения тока, а ток изменяется по синусоидальному закону $i_L = I_{mL} \sin \omega t$, то э. д. с. самоиндукции также изменяется по синусоидальному закону, причем вектор скорости опережает вектор тока по фазе на 90°:

$$e_L = -L\omega I_{mL} \sin(\omega t + 90°).$$

Для преодоления этой э. д. с. необходимо, чтобы к катушке было приложено напряжение

$$u_L = -e_L = \omega L I_{mL} \sin(\omega t + 90°), \qquad (2\text{-}9)$$

опережающее ток на 90°. Следовательно, под действием синусоидального напряжения через катушку проходит ток, отстающий от напряжения по фазе на 90°. Когда ток достигает максимума, скорость его изменения, как видно из графиков синусоидальной функции, равна нулю, и поэтому напряжение также равно нулю. По мере уменьшения тока скорость его изменения увеличивается и достигает максимума при переходе через нуль. Этому же закону следует и э. д. с. самоинукции. В результате ток и напряжение оказываются сдвинутыми, как и в цепи конденсатора, на 90°, но в противоположную сторону (рис. 2-10). Отставание тока в цепи с индуктивностью объясняется тем, что последняя характеризует инерционность цепи — способность препятствовать изменению тока в ней.

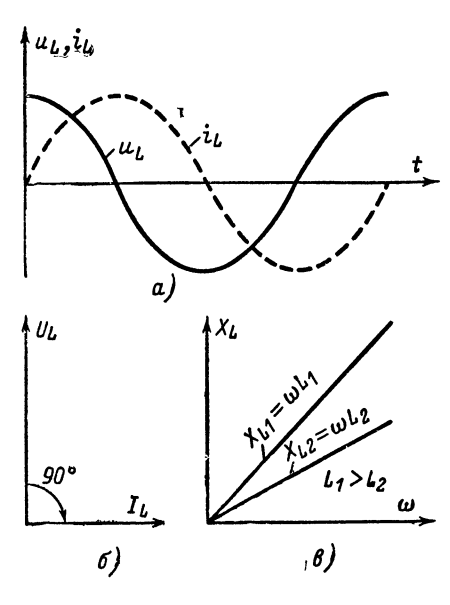


Рис. 2-10. Прохождение переменного тока через катушку индуктивности.

а — законы изменения тока и напряжения в цепи катушки индуктивности; *б* — векторная диаграмма; *в* — зависимости сопротивлений катушек разной индуктивности от частоты переменной э. д. с.

Отношение амплитуд напряжения и тока определяет величину кажущегося сопротивления катушки. Оно тоже имеет реактивный характер, так как в идеальной катушке не происходит преобразования электрической энергии в тепловую. Часть периода (когда ток нарастает) катушка запасает энергию в магнитном поле. Об этом можно судить хотя бы по тому, что катушка оказывается способной втягивать в себя тела, выполненные из магнитных материалов, производя при этом работу. Затем, когда ток убывает, катушка отдает запасенную энергию в цепь (при этом э. д. с. самоиндукции стремится воспрепятствовать уменьшению тока в катушке). Сопротивление катушки индуктивности переменному току

$$X_L = \frac{U_{mL}}{I_{mL}} = \omega L. \qquad (2\text{-}10)$$

Эту зависимость можно объяснить так: чем выше частота, тем больше скорость изменения тока и, следовательно, больше э. д. с. самоиндукции и кажущееся сопротивление; чем больше индуктивность, тем больше э. д. с. самоиндукции в катушке и ее кажущееся сопротивление переменному току (см. рис. 2-10).

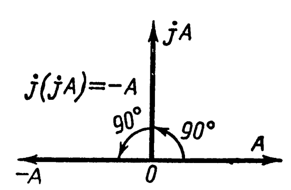
При прохождении переменного тока через реактивное сопротивление фаза напряжения на нем сдвинута по отношению к фазе тока. На век-

торной диаграмме это отражается расположением векторов под углом 90° относительно друг друга. Если в результате той или иной операции вектор A поворачивается на 90° (рис. 2-11), то этот поворот в дальнейшем мы будем отмечать с помощью символического множителя $+j$ (при повороте вектора 90° против направления вращения часовой стрелки) или $-j$ (при повороте вектора на 90° по направлению вращения часовой стрелки). Если в результате новой операции вектор поворачивается еще на 90° в ту же сторону, то его новое направление будет противоположно первоначальному. Операцию второго поворота мы также должны обозначить множителем $\pm j$, и следовательно, новый вектор

$$\pm j(\pm jA) = j^2 A = -A, \tag{2-11}$$

откуда вытекает основное свойство символического множителя

$$j^2 = -1. \tag{2-12}$$



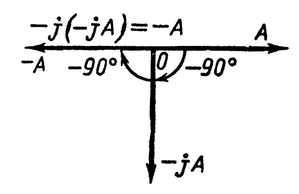


Рис. 2-11. Свойства символического множителя j.

Как конденсаторы, так и катушки индуктивности состоят из проводников, обладающих некоторым активным сопротивлением, в котором происходит потеря части электрической энергии, т. е. преобразование ее в тепловую. Поэтому конденсаторы и катушки никогда не являются идеальными, чисто реактивными сопротивлениями. Кроме того, в диэлектрике конденсатора часть электрической энергии превращается в тепловую при его перезаряде из-за переориентации молекулярных диполей с изменением направления поля.

Для удобства построения векторной диаграммы конденсатора будем условно считать, что все потери электрической энергии происходят в сопротивлении r_C, включенном последовательно с конденсатором C (рис. 2-12, *а*). Напряжение источника U равно сумме напряжений на элементах внешней цепи. Векторная диаграмма для момента времени, когда вектор тока занимает вертикальное положение, будет иметь вид, показанный на рис. 2-12, *б*. Вектор напряжения Ir_C на активном сопротивлении совпадает по фазе с вектором тока I, а вектор напряжения на конденсаторе $-jI/\omega C$ отстает от вектора тока на 90°.

Вектор напряжения источника U равен сумме векторов напряжений Ir_C и $-jI/\omega C$. Так как эти векторы расположены под углом 90° относительно друг друга, то абсолютная величина вектора U равна гипотенузе прямоугольного треугольника:

$$U = \sqrt{(Ir_C)^2 + \left(I\frac{1}{\omega C}\right)^2} = I\sqrt{r_C^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}.$$

Если все напряжения разделить на их общий множитель I, то вместо векторной диаграммы напряжений получим диаграмму сопротивлений (рис. 2-12, *в*). Она показывает, что в том случае, когда в цепь входят активное и реактивное сопротивления, полное сопротивление цепи следует находить как геометрическую сумму активной и реактив-

ной составляющих, сдвинутых относительно друг друга на 90°. Такое сопротивление принято называть комплексным.

Отсюда следует, в частности, что активная и реактивная составляющие никогда не могут взаимно уничтожаться, а комплексное сопротив-

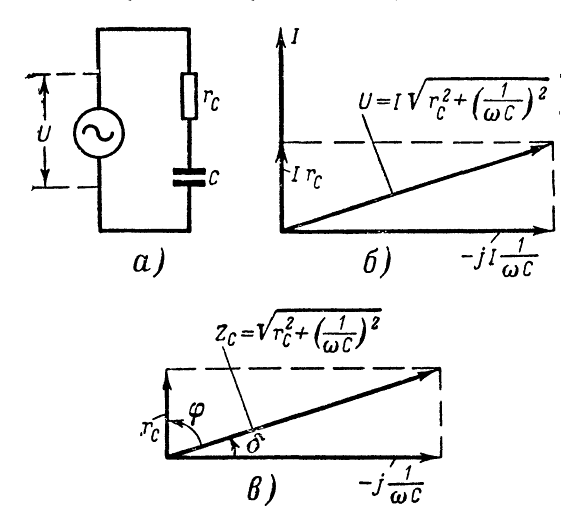


Рис. 2-12. Прохождение переменного тока через реальный конденсатор.

а — схема; *б* — векторная диаграмма тока и напряжений в цепи; *в* — диаграмма сопротивлений.

ление Z может быть равно нулю только в том случае, если равны нулю порознь обе его составляющие. В рассмотренном случае

$$Z_C = r_C - j\frac{1}{\omega C} = r_C - jX_C.$$

Абсолютная величина комплексного сопротивления, называемая также его модулем,

$$z_C = \sqrt{r_C^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2} = \sqrt{r_C^2 + X_C^2}. \qquad (2\text{-}13)$$

Отношение сопротивления потерь к реактивному сопротивлению конденсатора характеризуется углом δ, тангенс которого

$$\operatorname{tg}\delta = \frac{r_C}{X_C}. \qquad (2\text{-}14)$$

Угол δ называется углом потерь: он тем больше, чем больше потери в конденсаторе. Значение угла потерь или его тангенса приводится в числе основных данных конденсаторов. Обычно потери в конденсаторе невелики, и тангенс угла потерь весьма мал.

Сопротивление потерь в катушке можно представить в виде активного сопротивления r_L, включенного последовательно с катушкой L,

лишенной потерь, т. е. имеющей только индуктивное сопротивление (рис. 2-13, *а*). Ток, проходящий по катушке, создает напряжение на ее индуктивном сопротивлении, опережающее вектор тока на 90°:

$$U_L = j\omega L I = j I X_L,$$

а на активном сопротивлении — напряжение, совпадающее по направлению с током:

$$U_r = I r_L.$$

Вектор напряжения на катушке U опережает вектор тока I на угол φ, который меньше 90° (рис. 2-13, *б*). Разделив напряжения на общий

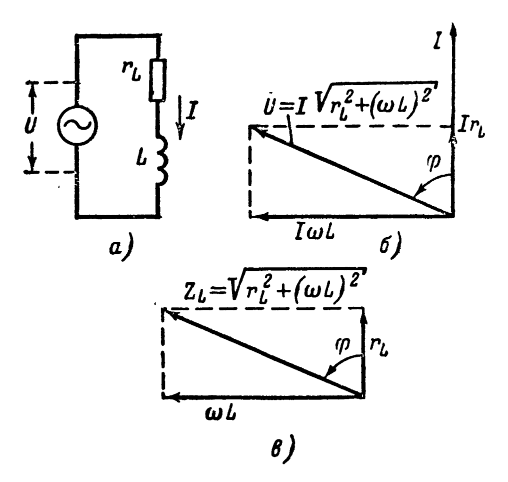


Рис. 2-13. Прохождение переменного тока через реальную индуктивность.

а — схема; *б* — векторная диаграмма тока и напряжений в цепи; *в* — диаграмма сопротивлений.

множитель I, получим диаграмму сопротивлений (рис. 2-13, *в*). Полное сопротивление цепи

$$Z_L = r_L + j\omega L = r_L + jX_L.$$

Угол φ тем ближе к 90°, чем больше отношение реактивного сопротивления катушки к сопротивлению ее активных потерь. Это отношение называется добротностью Q катушки:

$$Q = \frac{X_L}{r_L}. \qquad (2\text{-}15)$$

Рассмотрение векторных диаграмм цепей, содержащих как активные, так и реактивные сопротивления (рис. 2-12 и 2-13), показывает, что тангенс угла сдвига фаз между напряжением и током в цепи источ-

ника питания определяется отношением реактивного сопротивления к активному, а косинус — активного к полному:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{X}{r}; \quad \cos \varphi = \frac{r}{z}. \tag{2-16}$$

В дальнейшем нам придется производить различные операции с комплексными величинами, поэтому найдем общие правила их выполнения.

1. *Суммирование комплексных величин*

Поскольку вектор суммы двух векторов равен геометрической сумме их проекций, то

$$(r_1 + jx_1) + (r_2 + jx_2) = r_1 + r_2 + j(x_1 + x_2);$$

отсюда непосредственно видно, что при сложении комплексных сопротивлений нужно сложить отдельно их активные и реактивные составляющие. Следствием векторного характера комплексных величин является также то, что два комплексных сопротивления могут быть равны только в том случае, если отдельно равны их активные и реактивные составляющие.

2. *Определение обратных комплексных величин*

Часто необходимо по известной комплексной величине сопротивления определить его проводимость

$$Y = \frac{1}{Z} = \frac{1}{r + jx}.$$

Воспользуемся для этого свойством символического множителя j, умножив числитель и знаменатель на $r - jx$. Тогда

$$Y = \frac{r - jx}{(r + jx)(r - jx)} = \frac{r}{r^2 + x^2} - j\frac{x}{r^2 + x^2}.$$

Отсюда мы видим, что проводимость комплексного сопротивления будет также комплексной величиной, активная составляющая которой

$$g = \frac{r}{r^2 + x^2} = \frac{r}{z^2} \tag{2-17}$$

и реактивная

$$b = -\frac{x}{r^2 + x^2} = -\frac{x}{z^2}. \tag{2-18}$$

Важно заметить, что знак реактивной составляющей проводимости противоположен знаку реактивной составляющей сопротивления.

3. *Произведение комплексных величин*

$$(r_1 + jx_1)(r_2 + jx_2) = r_1 r_2 - x_1 x_2 + j(x_1 r_2 + x_2 r_1)$$

также является величиной комплексной с активной составляющей

$$p = r_1 r_2 - x_1 x_2 \tag{2-19}$$

и реактивной составляющей

$$q = x_1 r_2 + x_2 r_1. \tag{2-20}$$

2-3. МОЩНОСТЬ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

Мощность, выделяемая в цепи переменного тока, непрерывно изменяется. Однако если разбить период переменного тока и напряжения на очень малые интервалы времени, то в течение их можно считать значения тока и напряжения неизменными. Энергия, выделяемая за малый интервал времени Δt, равна произведению средних значений тока и напряжения за этот интервал:

$$\Delta W = iu\,\Delta t.$$

В общем случае ток и напряжение в цепи могут быть сдвинуты относительно друг друга по фазе на некоторый угол φ (рис. 2-14). Если

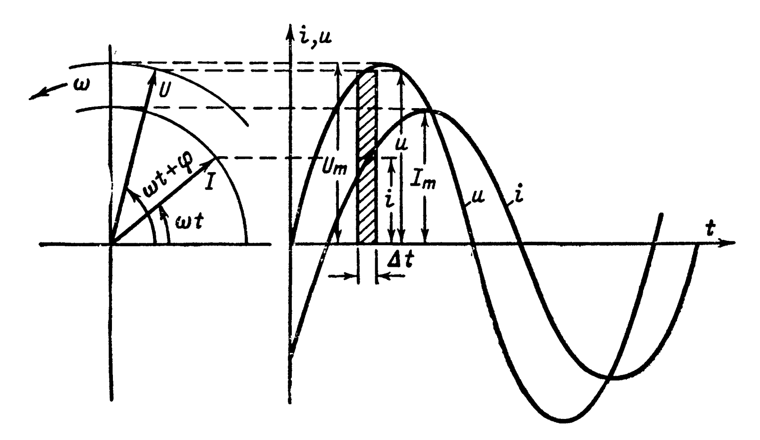


Рис. 2-14. Мощность при сдвиге фаз между током и напряжением на угол φ.

момент перехода напряжения через нуль к положительным значениям принять за начало отсчета времени, то $u = U_m \sin \omega t$, а $i = I_m \times$ $\times \sin(\omega t - \varphi)$.

Энергия, выделяемая в цепи за малый интервал времени Δt,

$$\Delta W = I_m U_m \sin \omega t \sin(\omega t - \varphi)\,\Delta t.$$

Пользуясь тригонометрической формулой $2 \sin \alpha \sin \beta =$ $= \cos(\alpha - \beta) - \cos(\alpha + \beta)$,
получим:

$$\Delta W = \frac{U_m I_m}{2} \cos \varphi\,\Delta t - \frac{U_m I_m}{2} \cos(2\omega t - \varphi)\,\Delta t.$$

Энергия, выделяемая за полный период переменного тока, является суммой энергий, выделяемых за все малые интервалы времени в течение этого периода *:

$$W = \sum \frac{I_m U_m}{2} \cos \varphi\,\Delta t - \sum \frac{I_m U_m}{2} \cos(2\omega t - \varphi)\,\Delta t. \qquad (2\text{-}21)$$

* Здесь и в дальнейшем греческой буквой Σ (сигма) обозначается сумма величин, стоящих за ней. Под этой буквой часто ставится номер (значение индекса) члена суммы, с которого начинается, а над буквой —

Поскольку в первом слагаемом первые три сомножителя — постоянные величины, а во втором слагаемом суммирование произведения за период дает нуль (так как косинус половину периода имеет положительные, а половину периода такие же отрицательные значения), то

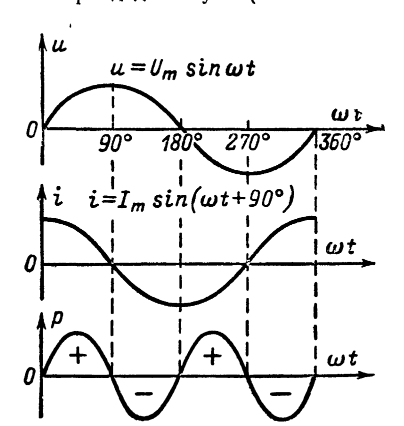


Рис. 2-15. Мощность при сдвиге фаз между током и напряжением на 90°.

$$W = \frac{I_m U_m}{2} T \cos\varphi.$$

Средняя активная мощность переменного тока за период

$$P_а = \frac{W}{T} = \frac{1}{2} I_m U_m \cos\varphi. \tag{2-22}$$

Если ток и напряжение совпадают по фазе, что бывает при прохождении тока через активное сопротивление, то

$$P_а = \frac{1}{2} U_m I_m = \frac{I_m}{\sqrt{2}} \frac{U_m}{\sqrt{2}}. \tag{2-23}$$

Это выражение показывает, что в цепи переменного тока выделяется такая же активная мощность, которую выделял бы постоянный ток при его величине и величине напряжения, в $\sqrt{2}$ раз меньших амплитуды переменного тока и напряжения. Эти величины поэтому называют действующими (или эффективными) значениями переменного тока I и напряжения U:

$$I = \frac{I_m}{\sqrt{2}}; \quad U = \frac{U_m}{\sqrt{2}}.$$

При данных амплитудах тока и напряжения выделяемая мощность будет тем меньше, чем больше угол сдвига фаз между ними. При сдвиге фаз 90° (рис. 2-15), что соответствует цепям с реактивными элементами — идеальными конденсаторами и катушками индуктивности без потерь, средняя мощность за период равна нулю, так как они в течение четверти периода запасают энергию, а в следующую четверть периода отдают ее обратно.

Однако условно говорят о реактивной мощности $P_р$, развиваемой источником переменной э. д. с. при обмене энергией с реак-

---

номер члена, на котором кончается суммирование. Так, например,

$$\sum_{i=1}^{m} a_i = a_1 + a_2 + \ldots + a_m.$$

Если все члены суммы содержат общий множитель, то его можно вынести за знак суммы:

$$\sum ka_i = ka_1 + ka_2 + \ldots + ka_i = k \sum a_i.$$

тивной нагрузкой, подразумевая под этим половину произведения амплитудных значений тока и напряжения на нагрузке на синус угла φ между ними:

$$P_p = \frac{1}{2} I_m U_m \sin \varphi.$$

Если учесть, что напряжение на идеальной реактивной нагрузке $U_m = I_m X$, то

$$P_p = \frac{1}{2} I_m^2 X, \quad (2\text{-}24)$$

или

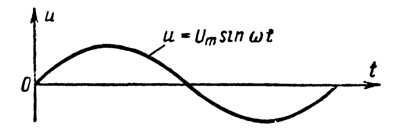
$$P_p = \frac{1}{2} \frac{U_m^2}{X}. \quad (2\text{-}25)$$

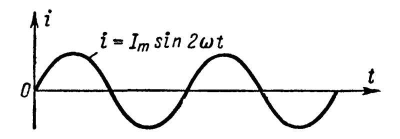
В радиотехнических цепях часто приходится встречаться со случаем, когда на некотором участке цепи действует переменное напряжение $u = U_m \sin \omega t$, в то время как через него протекает постоянный ток и токи различных частот, кратных частоте ω:

$$i = I_0 + I_1 \cos \omega t + + I_2 \cos 2\omega t + I_3 \cos 3\omega t + \dots$$

Возникает вопрос о том, какой энергетический эффект получится в результате взаимодействия этих токов с напряжением круговой частоты ω.

Очевидно, что средняя за период мощность взаимодействия постоянного тока с переменным напряжением будет равна нулю. Половину периода она будет положительна — источник будет затрачивать мощность, а половину периода отрицательна — источнику будет возвращаться такая же энергия. Несколько сложнее обстоит вопрос о взаимодействии напряжения частоты круговой ω с токами кратных частот $n\omega$.





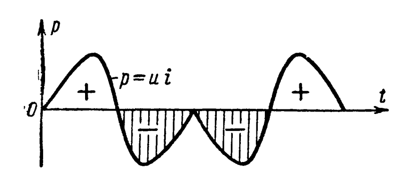


Рис. 2-16. Мощность при кратном отношении частот тока и напряжения.

Для того чтобы найти среднюю мощность за период действия напряжения T, нужно, как и раньше, разбить период на столь малые отрезки времени Δt, в течение которых можно было бы считать ток и напряжение неизменными. Мощность, развиваемая на этом интервале,

$$p_i = i(t)\, u(t).$$

Чтобы подсчитать среднюю мощность за время T, нужно умножить все p_i на интервалы времени Δt, просуммировать эти произведения и разделить на период T. В рассматриваемом случае это приведет к суммированию произведений вида

$$\sum U_m I_m \cos \omega t \cos n\omega t \, \Delta t = U_m I_m \, \Delta t \sum \cos \omega t \cos n\omega t.$$

Нетрудно показать, что все суммы подобного вида равны нулю. На рис. 2-16 изображены напряжение и ток для случая, когда последний имеет вдвое бо́льшую частоту, чем напряжение ($n = 2$), а также график произведений их мгновенных значений. Из рассмотрения последнего видно, что мгновенная мощность также периодически изменяется во времени и дважды за время T переходит от положительных к таким же отрицательным значениям. Поэтому средняя мощность за время T будет равна нулю. Совершенно очевидно, что то же самое будет наблюдаться и при любом другом сочетании кратных частот.

На основании рассмотрения, проведенного в настоящем параграфе, можно сформулировать весьма важный для дальнейшего вывод: *если в цепи источника переменного напряжения протекает постоянный ток и переменные токи кратных частот, то энергетическое взаимодействие имеет место только с током, частота которого равна частоте источника напряжения; источник постоянного напряжения дает эффект энергетического взаимодействия только с постоянной составляющей проходящего через него тока.*

2-4. УСТАНОВИВШИЕСЯ И ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ЦЕПЯХ, СОДЕРЖАЩИХ КОНДЕНСАТОРЫ И КАТУШКИ

Заряженный конденсатор обладает запасом потенциальной энергии; найдем ее величину. Зависимость напряжения на конденсаторе от величины заряда на нем (рис. 2-17) имеет линейный характер, поскольку чем больше заряд, тем больше напряжение на конденсаторе:

$$u = \frac{q}{C}.$$

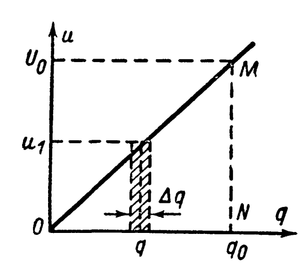


Рис. 2-17. К расчету энергии, запасаемой в электрическом поле конденсатора.

Если в некоторый момент времени на обкладках конденсатора накопился заряд q, то напряжение на нем $u_1 = q/C$. При увеличении заряда на величину Δq, которая настолько мала, что изменение напряжения на конденсаторе можно не учитывать, необходимо совершить работу

$$\Delta A = \Delta q u_1.$$

Эта работа численно равна площади прямоугольника, имеющего стороны Δq и u_1, заштрихованного на рис. 2-17.

Если процесс заряда конденсатора до напряжения U_0 совершать путем добавления малых зарядов, то вся работа, затраченная при этом,

$$A = \Sigma \Delta A = \Sigma \Delta q u.$$

Она выражается площадью треугольника OMN, которая равна половине произведения его сторон:

$$A = \frac{1}{2} q_0 U_0,$$

или, так как $q_0 = CU_0$,

$$A = \frac{1}{2} CU_0^2. \qquad (2\text{-}26)$$

Энергия, запасенная магнитным полем катушки, зависит от величины проходящего через нее тока. При этом не имеет значения, каким образом нарастал ток в катушке до установившейся величины. Предположим, что ток нарастал по линейному закону (рис. 2-18). В этом случае работа, затрачиваемая за короткий интервал времени Δt при прохождении через катушку заряда Δq,

$$\Delta A = e_L \Delta q,$$

где $\Delta q = i_1 \Delta t$, а i_1 — среднее значение тока за малый отрезок времени Δt. Используя выражение (2-8), можно написать:

$$\Delta A = -L \frac{\Delta i}{\Delta t} i_1 \Delta t.$$

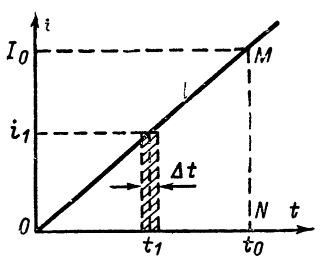


Рис. 2-18. К расчету энергии, запасаемой в магнитном поле катушки.

Работа, затрачиваемая на увеличение тока в катушке до значения I_0, равна сумме работ, затрачиваемых в отдельные отрезки времени:

$$A = -\sum L i_1 \Delta t \frac{\Delta i}{\Delta t};$$

знак минус указывает на то, что при увеличении тока, протекающего через катушку, внешний источник расходует запас своей энергии. В этой сумме можно вынести за знак суммы постоянные множители L и $\Delta i/\Delta t$. Последний множитель постоянен, поскольку по условию скорость изменения тока постоянна, т. е. $\Delta i/\Delta t = I_0/t_0 = \text{const}$. Следовательно,

$$A = -L \frac{I_0}{t_0} \sum i_1 \Delta t.$$

Произведение $i_1 \Delta t$, как видно из рис. 2-18, определяется площадью заштрихованного прямоугольника, а $\Sigma i_1 \Delta t$ — площадью треугольника OMN, равной половине произведения основания треугольника на его высоту:

$$\sum i_1 \Delta t = \frac{I_0 t}{2}.$$

Следовательно, источник совершит работу

$$A = -L \frac{I_0}{t_0} \frac{I_0 t_0}{2} = -L \frac{I_0^2}{2}, \quad (2\text{-}27)$$

которая пойдет на накопление энергии в магнитном поле катушки.

При изменении напряжения источника, питающего цепь, в которую включен конденсатор, напряжение на нем измениться скачком не может, так как это означало бы изменение запаса энергии конденсатора на конечную величину за бесконечно малый отрезок времени, т. е. получение от источника бесконечно большой мощности, что является невозможным. Поэтому конденсатор всегда заряжается или разряжается постепенно, и напряжение на нем спустя лишь некоторое время достигает нового установившегося значения. Нужно заметить, что ток в цепи с конденсатором может изменяться скачком, потому что он не определяет запаса энергии в нем.

Процесс перехода от одного установившегося состояния к другому называется **переходным** или **нестационарным процессом**. Он протекает в цепях, содержащих элементы, запасающие энергию, при изменениях схемы или режима работы источника питания. К таким цепям относятся цепи, содержащие также катушки индуктивности. Только в цепях, состоящих из чисто активных сопротивлений, изменение токов и напряжений может происходить мгновенно.

Переходный процесс длится в течение конечного промежутка времени, пока система переходит от одного устойчивого состояния к другому, соответствующему новым, изменившимся условиям. Длительность переходных процессов характеризует инерционность электрической системы — ее способность более или менее быстро переходить

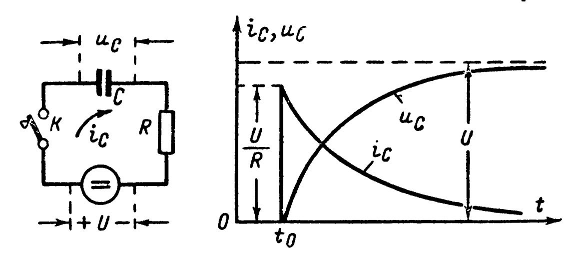


Рис. 2-19. Ток и напряжение при заряде конденсатора от источника постоянного тока через активное сопротивление.

от одного стационарного состояния к другому. Подобные явления хорошо известны и в других областях физики. Например, при прекращении действия внешнего тягового усилия никакая реальная механическая система мгновенно не останавливается, а постепенно снижает свою скорость до нуля. При подведении тепла никакое тело не изменяет скачком свою температуру, а постепенно повышает ее до определенного установившегося значения. После окончания переходных процессов система приходит в установившееся состояние, которое при данных новых условиях будет сохраняться бесконечно долго (или до тех пор, пока не наступит новое изменение внешних условий).

Рассмотрим процессы заряда и разряда конденсатора с учетом активного сопротивления цепи (сопротивления соединительных проводов, внутреннего сопротивления источника питания или специально включенного резистора). В момент времени t_0 ключ K замыкается и в цепи начинает проходить ток заряда конденсатора (рис. 2-19). В первый момент на пластинах конденсатора нет зарядов, поэтому ничто не противодействует заряду, и ток имеет максимальное значение, которое ограничивается только активным сопротивлением цепи R. В дальнейшем накапливающиеся на пластинах заряды все более и более препятствуют дальнейшему притоку зарядов, ток уменьшается и полностью прекращается, когда напряжение на пластинах сравнивается с напряжением источника.

Процесс установления напряжения на конденсаторе длится тем дольше, чем меньше зарядный ток, т. е. чем больше сопротивление цепи. Очевидно также, что процесс должен длиться тем дольше, чем больше емкость конденсатора, потому что тем больший заряд нужно накопить на обкладках, чтобы поднять напряжение на нем до напря-

жения источника. Поэтому длительность переходного процесса пропорциональна произведению

$$RC = \tau, \tag{2-28}$$

которое носит название **постоянной времени цепи**. Нетрудно убедиться, что она имеет размерность времени:

$$[RC] = \frac{[U]\,[q]}{[I]\,[U]} = [t].$$

За время $t = \tau$ от начала процесса напряжение на конденсаторе достигает 63% от напряжения источника, за время $t = 2\tau$ оно возрастает до 87%, а за время $t = 3\tau$ оно приближается к 95%. Следовательно, за время 3τ переходный процесс практически заканчивается.

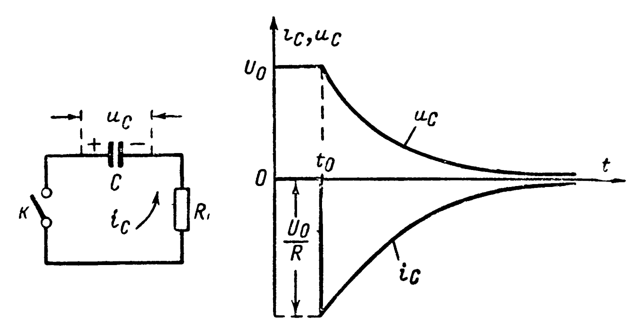


Рис. 2-20. Ток и напряжение при разряде конденсатора через активное сопротивление.

Закон изменения тока и напряжения в цепи, изображенный на рис. 2-19, характерный быстрыми изменениями вначале, сменяющимися затем все более и более медленными изменениями, называется **экспоненциальным**. Математически он выражается в следующей форме:

$$\left.\begin{aligned} i &= I_0 e^{-\frac{t}{\tau}}; \\ u_C &= U_0\left(1 - e^{-\frac{t}{\tau}}\right), \end{aligned}\right\} \tag{2-29}$$

где $e \approx 2,7$ — основание натуральных логарифмов, а $I_0 = U_0/R$. Этот закон характерен для подавляющего большинства встречающихся в природе переходных процессов; отличие обычно заключено только в величине постоянной времени.

Если конденсатор C, заряженный до напряжения U_0, разряжать через активное сопротивление R (рис. 2-20), то в начальный момент t_0 разрядный ток будет максимальным, а затем по мере разряда напряжение на нем будет падать и разрядный ток уменьшаться. Разряд будет длиться тем дольше, чем меньше разрядный ток, т. е. чем больше сопротивление в цепи и чем больше был заряд, накопленный в конденсаторе, т. е. чем больше его емкость. Следовательно, длительность разряда будет пропорциональна произведению RC. Отсюда можно заключить, что постоянная времени не зависит от характера процесса — будет ли

он приводить к накоплению или к расходу энергии, а определяется только электрическими параметрами цепи.

Катушки индуктивности также являются накопителями энергии, сосредоточиваемой в их магнитном поле, которое пропорционально протекающему через них току. Из этого можно заключить, что ток в цепи с индуктивностью не может изменяться скачком, и если возникнут условия для его изменения, то оно будет постепенным, т. е. переход к новому состоянию будет иметь некоторую конечную длительность.

Если подключить катушку к источнику постоянного напряжения U через активное сопротивление R (рис. 2-21), то в соответствии со сформулированным выше общим положением ток в момент включения в катушке будет равен нулю. Это возможно, если э. д. с. самоиндукции

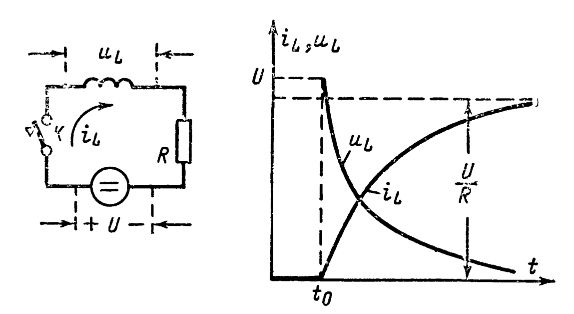


Рис. 2-21. Ток и напряжение при подключении к источнику постоянного тока катушки индуктивности через активное сопротивление.

в этот момент будет равна и противоположна напряжению источника. Постепенно ток будет нарастать и в установившемся режиме

$$I_{уст} = \frac{U}{R}. \tag{2-30}$$

Наоборот, э. д. с. самоиндукции будет убывать и станет равной нулю в конце переходного процесса, когда через катушку потечет постоянный ток.

Очевидно, что переходный процесс будет тем длительнее, чем больше энергии должно накопиться катушкой в установившемся режиме, энергия же будет тем больше, чем больше индуктивность и чем больше ток в установившемся режиме, который обратно пропорционален сопротивлению цепи. Отсюда можно заключить, что для данной цепи постоянная времени

$$\tau = \frac{L}{R}. \tag{2-31}$$

Легко убедиться, что это отношение имеет размерность времени

$$[\tau] = \frac{[L]}{[R]} = \frac{\left[\frac{U}{I}\right][t]}{\left[\frac{U}{I}\right]} = [t].$$

Рассмотрим теперь обратный процесс — замыкание катушки с током на активное сопротивление. Предположим, что сначала катушка была подключена к источнику и через нее протекал некоторый постоянный ток (рис. 2-21). В момент размыкания ключа K_1 замыкается ключ K_2 и ток в цепи катушки начинает уменьшаться. Вследствие этого появ-

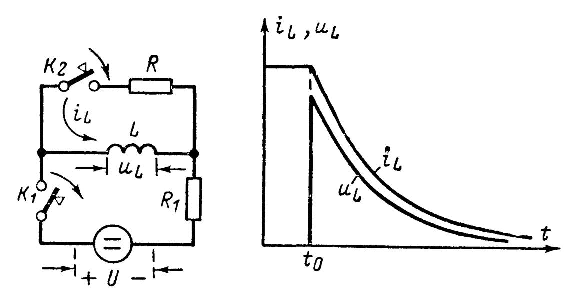


Рис. 2-22. Ток и напряжение при замыкании катушки с током через активное сопротивление.

ляется большая э. д. с. самоиндукции, стремящаяся поддержать уменьшающийся ток, и энергия, запасенная магнитным полем катушки, превращается в энергию электрического тока, протекающего в цепи катушки через сопротивление R.

Очевидно, что длительность переходного процесса будет тем больше, чем больше запас энергии магнитного поля катушки, т. е. чем больше ее индуктивность. Скорость изменения (в данном случае уменьшения тока) будет тем меньше, чем больше сопротивление цепи разряда. Поэтому постоянная времени цепи и в этом случае будет $\tau = L/R$.

2-5. НЕСИНУСОИДАЛЬНЫЕ ТОКИ И ИХ СПЕКТРЫ

Выше были описаны особенности прохождения синусоидальных токов через основные элементы электрических цепей: через провода, катушки и конденсаторы. Но синусоидальные токи являются лишь одним из частных случаев переменных токов, которые используются в радиотехнических устройствах. Некоторые примеры подобных токов изображены на рис. 2-23. На первый взгляд это ставит непреодолимые трудности на пути изучения явлений в радиотехнических цепях, потому что законы прохождения каждого из этих токов через те же элементы цепей различны. Как же быть в этих случаях?

Выход из положения подсказали математики: они доказали, что любые периодические токи с периодом T можно представить в виде бесконечной суммы постоянного тока и синусоидальных (гармонических) токов с разными амплитудами, частотами и начальными фазами:

$$i(t) = I_0 + I_{m1}\cos\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi_1\right) + I_{m2}\cos\left(2\frac{2\pi t}{T} + \varphi_2\right) + I_{m3}\cos\left(3\frac{2\pi t}{T} + \varphi_3\right) + \dots \qquad (2\text{-}32)$$

Постоянная составляющая тока I_0 представляет собой среднее значение тока за период. Если ток состоит из двух одинаковых импульсов противоположного направления (рис. 2-23, *а*), то $I_0 = 0$.

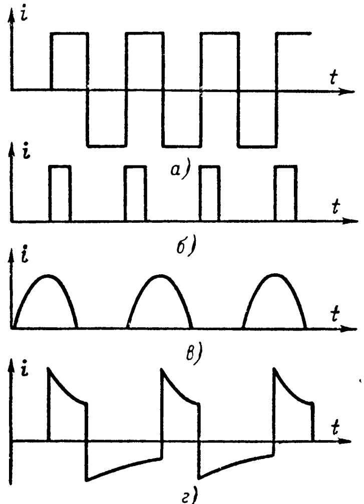


Рис. 2-23. Примеры периодических несинусоидальных токов.

а, *б* и *в* — симметричные токи; *г* — несимметричный ток.

Легко заметить, что частоты синусоидальных токов в выражении (2-32) отличаются в целое число раз. Синусоидальную составляющую с наименьшей круговой частотой $\omega = 2\pi/T$ называют первой или основной гармоникой, составляющую с удвоенной частотой $2\omega = 2\cdot 2\pi/T$ — второй гармоникой и т. д. Все гармоники, начиная со второй, называют высшими.

Вы можете спросить: неужели представление несинусоидального тока в виде такой суммы пусть даже гармонических токов облегчает решение задачи — ведь сумма-то бесконечная!? Однако математики, нашедшие несложный способ вычисления амплитуд гармонических составляющих, показали, что последние убывают (хотя иногда и не монотонно) с ростом номера гармоники (рис. 2-24), поэтому практически всегда оказывается необходимым учитывать только конечное число гармоник. Это уже существенно упрощает дело, поскольку свойства постоянного и синусоидальных токов нам хорошо известны.

Ну, а в какой мере данные математические представления соответствуют физической реальности и можно ли их использовать в инженерной практике? Чтобы ответить на этот вопрос, проделаем следующий

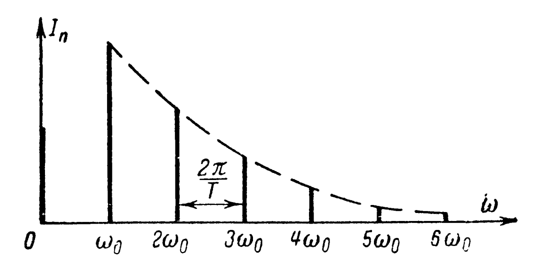


Рис. 2-24. Спектральное представление периодического несинусоидального тока.

опыт: в цепь источника несинусоидального периодического тока *ИНТ* включим перестраиваемый колебательный контур с измерительным прибором $I_к$ (рис. 2-25, *а*). При перестройке контура ток в нем появляется только на частотах ω, 2ω, 3ω и т. д., как указали математики,

и амплитуда этих токов с ростом частоты будет изменяться в соответствии с расчетными значениями (рис. 2-25, *б*)

Можно несколько усовершенствовать опыт, чтобы убедиться в одновременном существовании гармоник, включив в цепь источника несинусоидального тока *ИНТ* измерительный прибор постоянного тока I_0 и множество контуров, настроенных на частоты ω, 2ω, 3ω и т. д. (рис. 2-25, *в*). Результат будет тот же.

Эти опыты, казалось бы, полностью убеждают нас в реальном существовании гармоник. Однако это не так. Подобный взгляд равносилен утверждению, по остроумному выражению Г. С. Горелика, что в любой глыбе мрамора содержится Венера Милосская. Правильное понимание

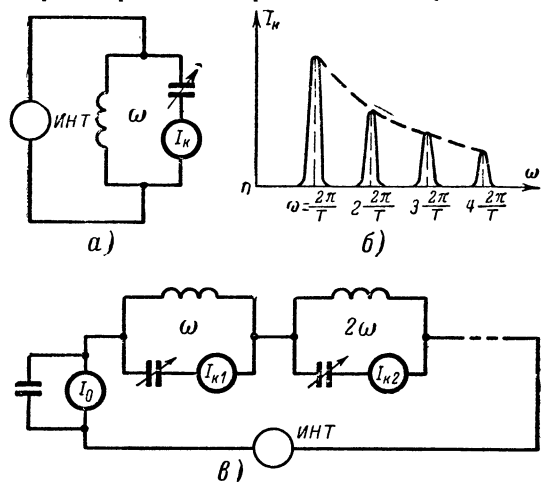


Рис. 2-25. Анализ спектра несинусоидального периодического тока.

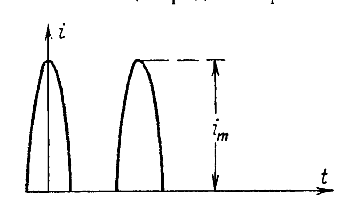
заключается в том, что существует единый несинусоидальный ток, но на те или иные цепи он воздействует так, как будто состоит из бесконечной суммы гармонических токов с определенными амплитудами, частотами и фазами. Поэтому с практической точки зрения можно говорить о гармониках, как о существующей реальности, которую можно тем или иным образом использовать: это никогда не приведет к противоречию с практикой.

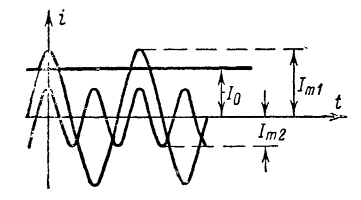
Проведенное рассмотрение позволяет заключить, что несинусоидальные периодические токи образуются набором, или, как принято говорить, — **спектром** синусоидальных токов кратных частот. Практическая ширина и состав спектра зависят от периода тока и от его формы. Например, если на графике несинусоидального тока можно найти точку, относительно которой все значения тока справа будут равны значениям тока слева в равноудаленных точках (такие формы называют симметричными, к ним относятся токи на рис. 2-23, *а*, *б* и *в*), то все начальные фазовые углы в выражении (2-32) будут равны нулю или 180°, и ток

$$i(t) = I_0 \pm I_{m1} \cos \omega t \pm \pm I_{m2} \cos 2\omega t \pm I_{m3} \cos 3\omega t \pm \ldots \quad (2\text{-}33)$$

Чем ближе форма тока к синусоиде, тем меньше гармоник приходится брать, чтобы, суммируя их, с удовлетворительной точностью воспроизвести форму несинусоидального тока. Гармонические токи изменяются плавно, поэтому очевидно, что для воспроизведения сигналов с резкими изломами необходимо использовать составляющие очень высоких частот, т. е. гармоники с большими номерами.

Сказанное иллюстрируется примерами сложения первых трех составляющих ряда в выражении (2-33) для импульсов, имеющих форму усеченных синусоид (рис. 2-26) и прямоугольных импульсов (рис. 2-27). Нетрудно видеть, что в первом случае суммирование дает гораздо лучшее приближение к истинной форме тока, чем во втором. Для удовлетворительного воспроизведения прямоугольных импульсов необходимо взять гораздо большее число гармонических составляющих. Таким образом, практический спектр прямоугольных импульсов значительно шире практического спектра импульсов в виде усеченных синусоид.





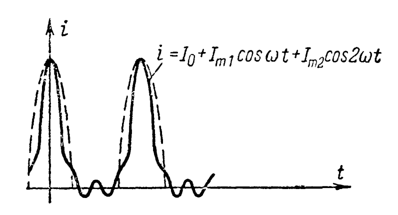


Рис. 2-26. Замена усеченных синусоидальных импульсов тремя первыми составляющими.

Точный ответ на вопрос о ширине практического спектра дает хорошо разработанный в настоящее время математический аппарат, получивший название гармонического анализа; он позволяет рассчитать закон убывания амплитуд высших гармоник и найти значения их начальных фаз. Для большинства используемых токов эти расчеты проведены и отражены в виде спектральных характеристик: амплитудно-частотных (рис. 2-28, *а*) и фазо-частотных (рис. 2-28, *б*), приводимых в справочной литературе.

Грубо о полосе частот импульсного сигнала можно судить по его длительности. Очевидно, что в основном форму сигнала должна определять гармоника, половина периода которой равна длительности импульса (рис. 2-29), т. е. $T = 2\tau$, где τ — длительность сигнала. Для получения удовлетворительного воспроизведения формы сигнала к этому колебанию нужно присоединить еще 2—4 гармоники. Поэтому наиболее высокочастотные колебания, которые должны войти в практический спектр и определить его ширину, будут иметь частоту

$$f = \frac{2 \div 4}{T} = \frac{1 \div 2}{\tau}. \qquad (2\text{-}34)$$

Рассмотренный метод позволяет получить ответы на все вопросы, связанные с прохождением несинусоидальных периодических токов.

Но ведь кроме них существуют еще одиночные, непериодические токи, создаваемые грозовыми разрядами, импульсы, возникающие при переключениях в цепях и др. Как же анализировать их воздействие на аппаратуру? Описанный ранее метод можно распространить и на них, если рассматривать одиночный сигнал как периодический с периодом T, стремящимся к бесконечности. Что же будет происходить со спектром такого сигнала? Легко убедиться, что с возрастанием периода

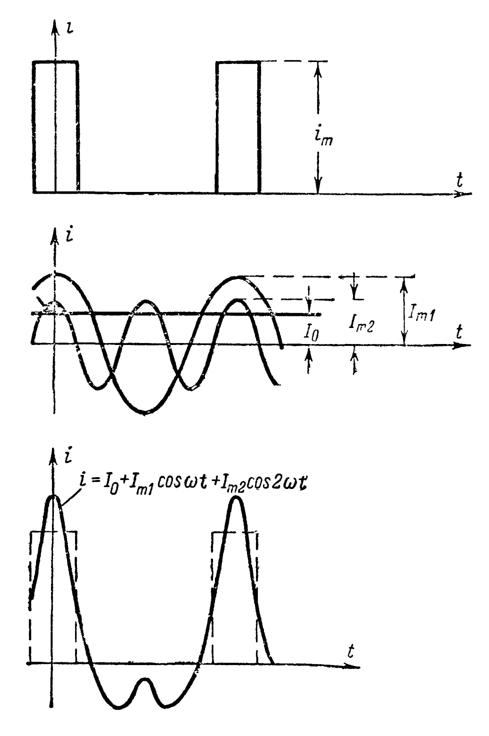


Рис. 2-27. Замена прямоугольных импульсов первыми тремя составляющими.

разница частот между гармониками уменьшается. Действительно, если взять n-ю и $(n + 1)$-ю гармоники, то разница их частот

$$\Delta\omega = (n + 1)\,\omega - n\omega = \omega = \frac{2\pi}{T}$$

стремится к нулю при $T \to \infty$.

Следовательно, линейчатый спектр периодических сигналов превращается в сплошной спектр одиночного (непериодического) сигнала. Это объясняет, например, тот факт, что грозовой разряд слышен в приемниках, настроенных на самые различные частоты. Однако, как и

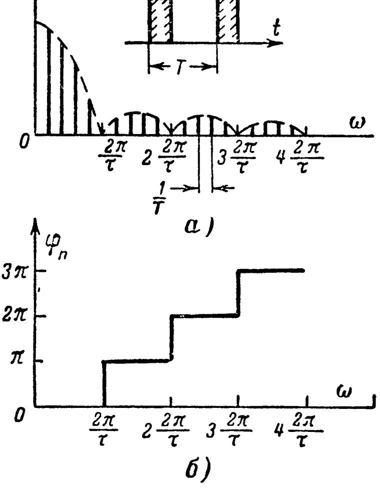


Рис. 2-28. Спектральные характеристики последовательности прямоугольных импульсов.

а — амплитудно-частотная характеристика; *б* — фазо-частотная характеристика.

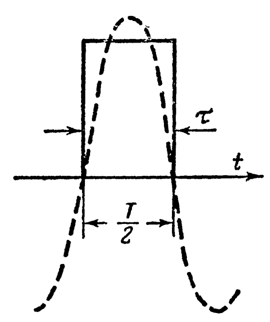
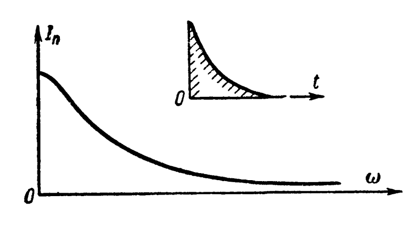


Рис. 2-29. Прямоугольный импульс и наиболее близкое к нему по форме синусоидальное колебание.

у периодических сигналов, амплитуды составляющих спектра убывают с ростом их частоты, поэтому уже в диапазоне ультракоротких волн составляющие грозовых разрядов имеют столь малую интенсивность, что практически не мешает радиоприему. Это является одной из причин перевода местного вещания в ультракоротковолновый диапазон. На рис. 2-30 приведены типичный одиночный сигнал и его амплитудно-частотная (вверху) и фазо-частотная (внизу) спектральные характеристики.



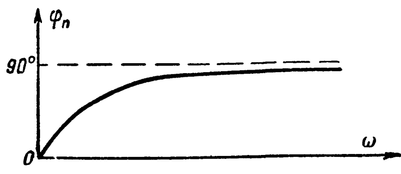


Рис. 2-30. Одиночный импульс и его спектральные характеристики.

Таким образом, гармонический анализ позволяет свести задачу о прохождении любых сигналов через радиотехнические цепи к рассмотрению прохождения группы синусоидальных сигналов. Поэтому в дальнейшем основное внимание будет уделено выяснению воздействия гармонических напряжений на отдельные цепи и устройства. Это позволит, зная спектральный состав других более сложных сигналов, понять и все особенности воздействия их на те или иные устройства.

2-6. СВОБОДНЫЕ КОЛЕБАНИЯ В КОНТУРЕ

Рассмотрим процессы, происходящие в цепи, составленной из конденсатора и катушки индуктивности (рис. 2-31), в которых не происходит потери энергии. Разомкнув ключ K, замкнем ключ K_1 и зарядим конденсатор от источника постоянного тока. Затем разомкнем ключ K_1 и замкнем ключ K. Конденсатор начнет разряжаться через катушку. Поскольку до этого в катушке индуктивности тока не было, то вследствие действия э. д. с. самоиндукции ток $i_к$ увеличивается постепенно от нулевого значения, а напряжение на конденсаторе u_C уменьшается. При этом запас энергии электрического поля конденсатора уменьшается, а запас энергии магнитного поля катушки увеличивается.

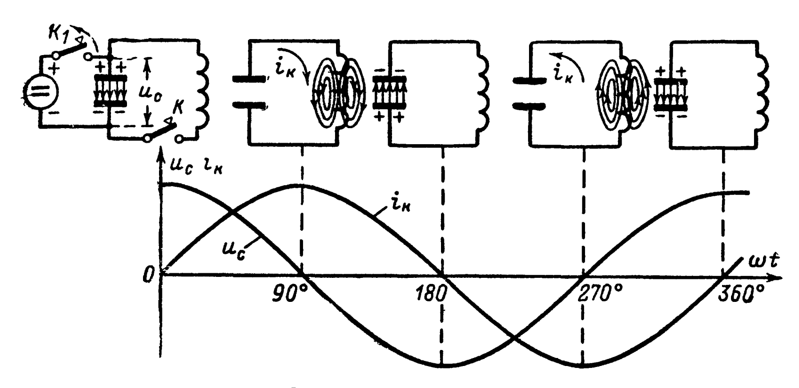


Рис. 2-31. Свободные колебания в контуре.

Когда напряжение на конденсаторе упадет до нуля, вся энергия электрического поля конденсатора перейдет в энергию магнитного поля катушки, которая достигнет максимума. Одновременно ток, проходящий через катушку, также достигнет максимального значения. Так как ток в катушке не может прекратиться скачком, то он спадает постепенно, сохраняя прежнее направление, и перезаряжает при этом конденсатор, т. е. заряжает его пластины зарядами противоположного знака по сравнению с теми, которые были на них до этого. Когда же ток спадет до нуля, вся энергия магнитного поля катушки перейдет в энергию электрического поля конденсатора и напряжение на конденсаторе станет таким же, каким оно было в начале процесса, но с обратным знаком. Затем процесс повторится, но разряд уже будет проходить в противоположном направлении.

Таким образом, в цепи происходят незатухающие электрические колебания с поочередным переходом энергии электрического поля конденсатора в энергию магнитного поля катушки и обратно. Поэтому такую цепь, состоящую из конденсатора и катушки индуктивности, называют *колебательным контуром*. Так как потерь в идеальном контуре нет, то этот процесс продолжается бесконечно. Аналогичные явления можно наблюдать в механических колебательных системах, например при колебаниях идеального маятника, в котором его потенциальная энергия в верхнем положении переходит в кинетическую энергию при нижнем положении и обратно.

Рассмотренный процесс колебаний в контуре носит название **свободных колебаний**, так как он протекает без влияния внешней возбуждающей силы только благодаря наличию некоторого запаса энергии в одном из элементов цепи. Ток и напряжение в контуре, как видно из рис. 2-31, изменяются по синусоидальному закону, но со сдвигом по фазе на 90°.

Из равенства максимальных энергий конденсатора $U_{mC}^2 C/2$ и катушки $I_{mL}^2 L/2$, где U_{mC} — амплитуда напряжения на конденсаторе, I_{mL} — амплитуда тока в катушке, C — емкость конденсатора и L — индуктивность катушки, следует:

$$\frac{U_{mC}}{I_{mL}} = \sqrt{\frac{L}{C}} = \rho. \tag{2-35}$$

Эта величина называется **характеристическим сопротивлением контура** и представляет собой сопротивление катушки или конденсатора для тока, проходящего через них (поскольку напряжения на них равны и через них проходит один и тот же ток, то и сопротивления их равны):

$$\rho = \omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C}. \tag{2-36}$$

Раз при свободных колебаниях сопротивления конденсатора и катушки равны, то в контуре может проходить ток только определенной частоты, при которой

$$\omega_0 L = \frac{1}{\omega_0 C}, \tag{2-37}$$

где ω_0 — круговая частота свободных или, как их также называют, **собственных** колебаний контура. Из этого выражения получаем формулу для определения круговой частоты собственных колебаний контура:

$$\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \tag{2-38}$$

Здесь ω_0 — в радианах в секунду, L — в генри и C — в фарадах.

Частота собственных колебаний (в герцах) контура может быть найдена по формуле

$$f_0 = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}, \tag{2-39}$$

а период колебаний в контуре

$$T = \frac{1}{f_0} = 2\pi\sqrt{LC}. \tag{2-40}$$

Увеличение периода колебаний с увеличением индуктивности и емкости контура объясняется тем, что чем больше индуктивность контура, тем медленнее происходит изменение тока, и чем больше емкость, тем больше времени требуется на перезарядку конденсатора.

Мы рассматривали процесс колебаний в контуре без потерь. Однако в реальных контурах всегда происходят необратимые потери энергии на нагрев проводов и диэлектрика, а также на излучение, что приводит к постепенному уменьшению амплитуды электрических колебаний,

или, как говорят, к их затуханию (рис. 2-32). При расчете контура полагают, что он имеет сосредоточенное сопротивление $r_к$, потребляющее то же количество энергии, которое расходуется в контуре на все виды потерь.

Колебания в контуре затухают тем быстрее, чем большая доля первоначально запасенной в контуре энергии теряется за период колебаний, т. е. чем больше сопротивление потерь по сравнению с его характеристическим сопротивлением. Отношение характеристического сопротивления контура к сопротивлению потерь называется добротностью контура:

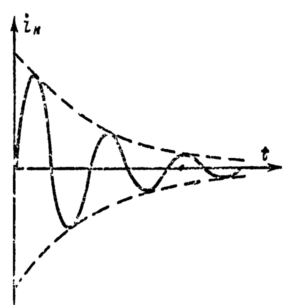


Рис. 2-32. Затухающие колебания.

$$Q = \frac{\rho}{r_к} = \frac{\omega_0 L}{r_к} = \frac{1}{\omega_0 C r_к}. \qquad (2\text{-}41)$$

Поскольку мощность потерь пропорциональна активному сопротивлению контура, а развиваемая в его элементах реактивная мощность пропорциональна их реактивным сопротивлениям, то добротность характеризует также отношение этих мощностей. Чем больше добротность, тем медленнее затухают свободные колебания в контурах с одинаковой частотой собственных колебаний. Используемые в радиотехнике контуры обычно имеют добротность от 50 до 300.

2-7. ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ПОСЛЕДОВАТЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

Если последовательно в контур, состоящий из катушки и конденсатора, включить источник переменного напряжения (рис. 2-33, *а*), то в контуре потечет ток с частотой источника, которая в общем случае

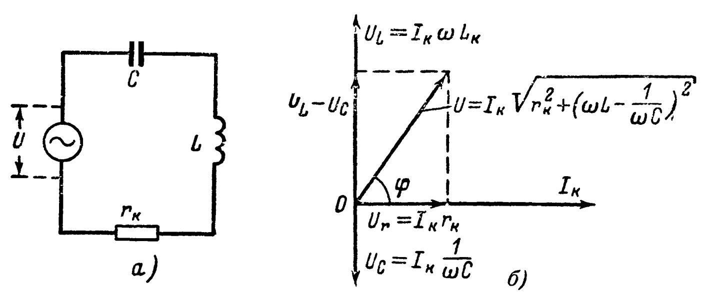


Рис. 2-33. Последовательное включение в контур источника переменной э. д. с.

а — схема включения источника; *б* — векторная диаграмма

но совпадает с частотой собственных колебаний контура. При этом в контуре будут происходить не свободные, а **вынужденные колебания**.

На рис. 2-33, *б* построена векторная диаграмма, характеризующая режим вынужденных колебаний в контуре. При ее построении начинают с вектора тока $I_к$, обтекающего последовательно все элементы контура. Допустим, что в некоторый момент времени он занимает горизонтальное положение и направлен вправо. Напряжение U_r на активном сопротивлении контура совпадает по фазе с током $I_к$ и равно:

$$U_r = I_к r_к.$$

Вектор напряжения на катушке опережает вектор тока на 90° и равен:

$$U_L = I_к X_L = I_к \omega L.$$

Вектор же напряжения на конденсаторе отстает от тока на 90° и равен:

$$U_C = I_к \frac{1}{\omega C}.$$

Таким образом, напряжения на катушке и на конденсаторе оказываются сдвинутыми относительно друг друга на 180° или, как говорят, они находятся в противофазе. Поэтому их действия в той или иной степени взаимно компенсируют друг друга. На векторной диаграмме это изображается противоположным направлением векторов напряжений U_L и U_C. Вектор, характеризующий их результирующее действие, имеет направление большего из этих векторов и величину, равную их разности. Направления векторов вправо и вверх условно считаются положительными, а напряжение на конденсаторе — отрицательным:

$$U_L - U_C = I_к \omega L - I_к \frac{1}{\omega C} = I_к \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right).$$

Для того чтобы определить полное напряжение на контуре U, к напряжению $U_L - U_C$ нужно прибавить напряжение на активном сопротивлении U_r. Поскольку они сдвинуты по фазе относительно друг друга на 90°, то

$$U = \sqrt{U_r^2 + (U_L - U_C)^2} = I_к \sqrt{r_к^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}.$$

Из этого выражения следует, что модуль полного сопротивления контура

$$z_к = \frac{U}{I_к} = \sqrt{r_к^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}. \quad (2\text{-}42)$$

Из векторной диаграммы видно, что угол φ, являющийся углом сдвига фазы тока в контуре относительно напряжения источника, можно найти из соотношения

$$\operatorname{tg} \varphi_к = \frac{U_L - U_C}{U_r} = \frac{X_к}{r_к}, \quad (2\text{-}43)$$

где

$$X_к = \omega L - \frac{1}{\omega C}. \quad (2\text{-}44)$$

Угол $\varphi_к$ тем больше, чем больше реактивная составляющая полного сопротивления контура $X_к$ и чем меньше активная составляющая $r_к$.

Эти выражения показывают, что сопротивление катушки индуктивности ωL, сопротивление конденсатора $1/\omega C$, а также результирующее реактивное сопротивление контура $\omega L - 1/\omega C$ и характер последнего изменяются в зависимости от частоты источника тока (рис. 2-34).

Из графика видно, что при значении частоты, когда индуктивное и емкостное сопротивления равны друг другу, результирующее реактивное сопротивление контура равно нулю. Это имеет место, если $\omega L = 1/\omega C$, т. е. когда круговая частота источника переменного тока $\omega = 1/\sqrt{LC}$ и, следовательно, равна частоте собственных колебаний контура, определяемой выражением (2-38). При этом реактивные сопротивления индуктивности и емкости контура, так же как и при свободных колебаниях, равны характеристическому сопротивлению контура ρ.

В этом случае контур имеет чисто активное сопротивление, равное сопротивлению потерь $r_к$. Состояние контура, при котором реактивные сопротивления взаимно компенсируются и его сопротивление становится чисто активным, называется **резонансом**, а частота, при которой это имеет место, — резонансной частотой контура. Так как сопротивление $r_к$ обычно весьма мало, то ток в контуре при резонансе получается большим:

$$I_{к.\ рез} = \frac{U}{r_к}. \qquad (2\text{-}45)$$

Этот ток будет тем больше, чем меньше сопротивление потерь контура.

Увеличение тока в цепи приводит к увеличению напряжения на катушке и конденсаторе контура, суммарное же напряжение на них равно нулю:

$$U_{L\ рез} = -U_{C\ рез} = I_{к.\ рез}\rho = U\frac{\rho}{r_к} = UQ. \qquad (2\text{-}46)$$

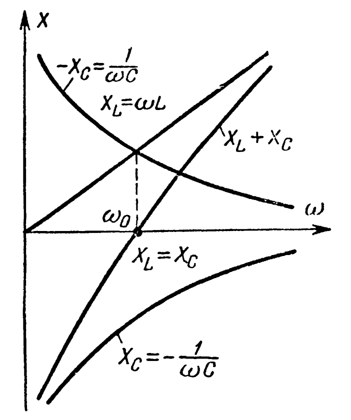


Рис. 2-34. Зависимость реактивных сопротивлений элементов контура от частоты.

Следовательно, добротность контура также показывает, во сколько раз напряжение на конденсаторе (катушке) при резонансе больше напряжения источника.

Резкое увеличение напряжений на реактивных элементах контура при их взаимной компенсации является важной особенностью резонанса при последовательном включении источника тока в контур. Поэтому это явление часто называют **резонансом напряжений**.

На частотах ниже резонансной преобладающее значение имеет сопротивление конденсатора, которое увеличивается по мере уменьшения частоты. Поэтому полное сопротивление контура имеет характер сопротивления последовательно соединенных эквивалентной емкости и активного сопротивления, причем эта эквивалентная емкость не равна емкости конденсатора контура. Так как по мере ухода от резонансной частоты разность $\omega L - 1/\omega C$ быстро растет по абсолютной величине, то быстро растет полное сопротивление контура, а ток уменьшается. Угол сдвига фаз между током в контуре и напряжением источника возрастает, и при достаточно большой разности частоты источника

и резонансной частоты контур представляет собой большое, практически чисто реактивное сопротивление емкостного характера. Разность между частотой источника тока и резонансной частотой принято называть расстройкой:

$$\Delta\omega = \omega - \omega_0. \tag{2-47}$$

На частотах более высоких, чем резонансная частота, сопротивление катушки превышает сопротивление конденсатора и контур представляет собой сопротивление последовательно соединенных эквивалентной индуктивности и активного сопротивления, причем эквивалентная индуктивность не равна индуктивности катушки контура.

С увеличением расстройки при повышении частоты полное сопротивление контура быстро возрастает, а ток в контуре уменьшается; угол сдвига фаз тока и напряжения растет, и при достаточно больших расстройках контур представляет собой сопротивление практически чисто индуктивного характера.

При неизменной амплитуде напряжения U отношение тока в контуре при расстройке к току при резонансе обратно пропорционально отношению его полного сопротивления при расстройке к сопротивлению при резонансе:

$$\frac{I_к}{I_{к.\,рез}} = \frac{z_{рез}}{z} = \frac{r_к}{\sqrt{r_к^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \tag{2-48}$$

Преобразуем выражение, стоящее под корнем:

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = \omega L\left(1 - \frac{1}{\omega^2 LC}\right).$$

Учитывая, что $LC = 1/\omega_0^2$, получаем:

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} = \omega L\frac{\omega^2 - \omega_0^2}{\omega^2} = \omega L\,\frac{(\omega - \omega_0)(\omega + \omega_0)}{\omega^2}.$$

При частотах, близких к резонансной, когда можно считать $\omega \approx \omega_0$ и $\omega_0 + \omega \approx 2\omega_0$, используя формулу (2-47), получаем:

$$\omega L - \frac{1}{\omega C} \approx \frac{2\Delta\omega}{\omega_0}\,\omega_0 L. \tag{2-49}$$

Подставив это выражение в формулу (2-48) и разделив числитель и знаменатель на $r_к$, получим:

$$\frac{I_к}{I_{к.\,рез}} = \frac{z_{рез}}{z} = \frac{1}{\sqrt{1 + \left(\frac{\omega_0 L}{r_к}\right)^2\left(\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2}}.$$

Учитывая, что $\omega_0 L/r_к = Q$, это выражение можно переписать в виде

$$\frac{I_к}{I_{к.\,рез}} = \frac{z_{рез}}{z} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2\left(\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2}}. \tag{2-50}$$

Выражение (2-50) называют уравнением резонансной характеристики (кривой) контура. Оно показывает, что при одной и той же рас-

стройке относительное уменьшение тока в контуре тем больше, чем выше добротность контура. Если использовать контур с достаточно высокой добротностью — порядка нескольких десятков и выше (что практически всегда достижимо), то множитель Q^2 под корнем выражения (2-50) становится очень большой величиной, и даже при малых расстройках $\Delta\omega$ ток в контуре будет резко уменьшаться по сравнению с резонансным значением. Это иллюстрируется кривыми на рис. 2-35, где изображены резонансные характеристики контуров с различной добротностью. Они показывают, что интенсивные колебания в контуре создают только источники, частота которых близка к частоте его собственных колебаний. Иначе говоря, контур «пропускает» колебания определенного спектра частот. Это свойство характеризуют **полосой пропускания** контура — областью частот, в пределах которой амплитуда колебаний уменьшается менее чем в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с резонансом.

Максимальная расстройка в пределах полосы пропускания определяется из уравнения (2-50):

$$\frac{I_к}{I_{к.\,рез}} = \frac{1}{\sqrt{2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q^2\left(\frac{2\Delta\omega_{макс}}{\omega_0}\right)}},$$

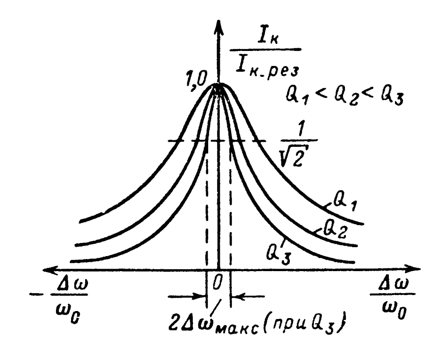


Рис. 2-35. Резонансные характеристики контуров с разной добротностью.

откуда отношение максимальной расстройки в пределах полосы пропускания к резонансной частоте контура

$$\frac{\Delta\omega_{макс}}{\omega_0} = \frac{1}{2Q}.$$

Поскольку резонансная кривая симметрична, полоса пропускания контура

$$2\Delta\omega_{макс} = \frac{\omega_0}{Q}. \quad (2\text{-}51)$$

Таким образом, полоса пропускания контура тем уже, чем выше добротность контура.

Добротность контура определяется в основном качеством катушки индуктивности, на которую приходятся почти все потери. Ширина полосы пропускания $2\Delta\omega_{макс}$ составляет 0,3—2% резонансной частоты контура. Свойство контура «пропускать» токи с частотой, близкой к резонансной, и практически не пропускать токи других частот называется **избирательностью**. Избирательность контура тем больше, чем у́же полоса пропускания, т. е. чем выше добротность контура.

Избирательные свойства контуров широко используются в радиотехнике, например, для выделения из сигналов множества радиостанций, принятых антенной и переданных на вход приемника, сигнала только той радиостанции, на частоту которой настроен приемник.

2-8. ВЫНУЖДЕННЫЕ КОЛЕБАНИЯ В ПАРАЛЛЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

В радиотехнических устройствах особенно часто встречаются цепи, в которых элементы колебательного контура (катушка и конденсатор) при подключении к источнику э. д. с. соединяются параллельно (рис. 2-36). Такой контур называется параллельным.

При построении векторной диаграммы для параллельного контура по горизонтальной оси откладывается вектор напряжения на контуре U (рис. 2-37). Под действием этого напряжения через конденсатор проходит ток I_C, практически опережающий напряжение на 90°

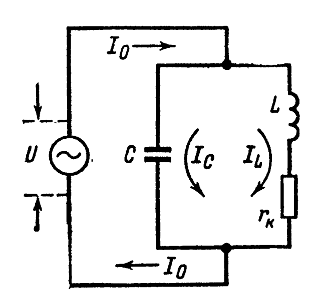


Рис. 2-36. Параллельное подключение контура к источнику переменной э. д. с.

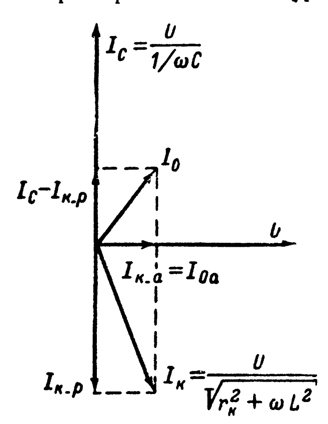


Рис. 2-37. Векторная диаграмма токов и напряжений в параллельном контуре.

(сопротивление потерь в конденсаторе обычно очень мало и его не учитывают). Этот ток

$$I_C = \frac{U}{X_C} = \frac{U}{1/\omega C} = U\omega C.$$

Ток, проходящий через катушку $I_L = I_к$, отстает от напряжения на угол, несколько меньший 90°, вследствие потерь в катушке. Его амплитуда

$$I_L = I_к = \frac{U}{z_к} = \frac{U}{\sqrt{r_к^2 + (\omega L)^2}}.$$

Этот ток можно представить как сумму активной составляющей $I_{к.\,а}$, совпадающей по фазе с напряжением на контуре, и реактивной составляющей $I_{к.\,р}$, отстающей по фазе от напряжения на 90°. Ток I_C, проходящий через конденсатор, и реактивная составляющая тока $I_{к.\,р}$ имеют противоположные направления. Например, если в данный момент времени ток в емкостной ветви контура проходит сверху вниз, то в индуктивной ветви он идет снизу вверх. Поэтому амплитуда реактивной составляющей общего тока в цепи источника согласно правилу Кирх-

гофа, равная сумме токов в параллельных ветвях контура, будет равна разности амплитуд их реактивных составляющих:

$$I_{о.\,р} = I_C - I_{к.\,р}.$$

Кроме нее в цепи источника проходит активная составляющая тока $I_{о.\,а} = I_{к.\,а}$, которая пополняет потери энергии в контуре.

Ток, проходящий через конденсатор, увеличивается пропорционально частоте (рис. 2-38):

$$I_C = \frac{U_C}{X_C} = U\omega C.$$

Если пренебречь сопротивлением потерь катушки по сравнению с ее реактивным сопротивлением, которое в десятки и сотни раз больше активного сопротивления, то ток $I_{к.\,р}$ через катушку индуктивности изменяется обратно пропорционально частоте:

$$I_{к.\,р} = \frac{U}{X_L} = \frac{U}{\omega L}.$$

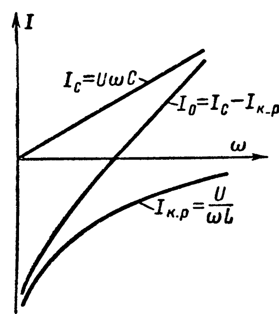


Рис. 2-38. Зависимость токов в параллельном контуре от частоты.

Пользуясь кривыми для токов I_C и $I_{к.\,р}$, легко получить график изменения реактивной составляющей общего тока I_0 в цепи источника. На частоте, при которой

$$\frac{U}{\omega L} = U\omega C, \qquad (2\text{-}52)$$

токи I_C и $I_{к.\,р}$ равны.

Так как эти токи имеют противоположные направления, то в контуре проходит кольцевой переменный ток, а в подводящей цепи ток равен нулю. Следовательно, идеальный контур в этом случае представляет собой бесконечно большое сопротивление, включенное в цепь источника тока. Описанные выше явления в параллельном контуре называют резонансом токов.

В реальном контуре с потерями полной компенсации токов в параллельных ветвях не происходит. Если сопротивление потерь катушки $r_к$ не равно нулю, то в цепи источника проходит небольшая активная составляющая тока через катушку $I_{к.\,а}$, и, следовательно, контур представляет для источника большое чисто активное сопротивление. Из формулы (2-52) следует, что резонансная частота

$$\omega = \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

На более низких частотах ток в индуктивной ветви контура больше тока в емкостной ветви (рис. 2-38), и в подводящей цепи суммарный ток $I_{к.\,р} - I_C$ имеет индуктивный характер. На частотах выше резонансной преобладает ток емкостной ветви.

Следует обратить внимание на то, что зависимость характера реактивного сопротивления параллельного контура от знака расстройки противоположна зависимости, получаемой при последовательном включении тех же элементов.

Ток в индуктивной ветви

$$I_к = \frac{U}{\sqrt{r_к^2 + (\omega L)^2}}. \qquad (2\text{-}53)$$

Активная составляющая этого тока, проходящая при резонансе в цепи источника

$$I_{к.\,а} = I_к \cos\varphi, \qquad (2\text{-}54)$$

где

$$\cos\varphi = \frac{r_к}{\sqrt{r_к^2 + (\omega_0 L)^2}}. \qquad (2\text{-}55)$$

Следовательно,

$$I_{о.\,рез} = I_{к.\,а} = \frac{U r_к}{r_к^2 + (\omega_0 L)^2}, \qquad (2\text{-}56)$$

откуда сопротивление параллельного контура при резонансе эквивалентно чисто активному сопротивлению

$$R_э = \frac{U}{I_{о.\,рез}} = \frac{r_к^2 + (\omega_0 L)^2}{r_к}. \qquad (2\text{-}57)$$

Поскольку величиной $r_к^2$ в числителе по сравнению с $(\omega_0 L)^2$ практически можно пренебречь (обычно $r_к$ в десятки и сотни раз меньше $\omega_0 L$, а квадраты их величин различаются в десятки тысяч раз), то

$$R_э = \frac{(\omega_0 L)^2}{r_к}. \qquad (2\text{-}58)$$

Учитывая равенства (2-32) и (2-41), это выражение можно представить в виде

$$R_э = \frac{\rho^2}{r_к} = Q\rho. \qquad (2\text{-}59)$$

Так как контуры, используемые в радиотехнических устройствах, обычно имеют добротность, измеряемую десятками или сотнями, и характеристическое сопротивление от нескольких десятков до нескольких сотен ом, то их эквивалентное сопротивление при резонансе обычно лежит в пределах от нескольких тысяч до сотен тысяч ом.

Представляет интерес соотношение между током в контуре и током в цепи источника, т. е. $I_к/I_{о.\,рез}$. Ток в контуре

$$I_к \approx I_C = U\omega C = \frac{U}{\rho}, \qquad (2\text{-}60)$$

ток в цепи источника

$$I_{о.\,рез} = \frac{U}{R_э} = \frac{U}{\rho Q}, \qquad (2\text{-}61)$$

и их отношение

$$\frac{I_к}{I_{о.\,рез}} = Q. \qquad (2\text{-}62)$$

Таким образом, добротность контура показывает, во сколько раз ток в параллельном контуре при резонансе превышает ток в цепи источника.

Из проведенного анализа явлений в контуре следует, что для источника питания в зависимости от расстройки контур представляет либо активное, либо комплексное сопротивление, равноценное, или, как принято говорить, эквивалентное последовательному или параллельному соединению всего двух элементов: активного сопротивления и реактивного сопротивления того или иного знака.

Метод сведения сложных цепей к простейшей последовательной (рис. 2-39, *а*) или параллельной (рис. 2-39, *б*) эквивалентным схемам широко используется в радиотехнике. Проиллюстрируем его на очень важном для дальнейшего примере нахождения эквивалентных параметров параллельного контура. Параметры последовательной эквивалентной схемы будем обозначать строчными буквами $r_э$ и $x_э$, а параллельной — прописными $R_э$ и $X_э$.

Рис. 2-39. Эквивалентные схемы сложных цепей.

а — последовательная схема; *б* — параллельная схема.

Допустим, что контур состоит из двух параллельных ветвей с сопротивлениями $Z_1 = r_1 + jx_1$ и $Z_2 = r_2 + jx_2$. Общая проводимость параллельного соединения

$$\frac{1}{Z_э} = \frac{1}{Z_1} + \frac{1}{Z_2},$$

откуда

$$Z_э = \frac{Z_1 Z_2}{Z_1 + Z_2} = \frac{r_1 r_2 - x_1 x_2 + j(x_1 r_2 + x_2 r_1)}{r_1 + r_2 + j(x_1 + x_2)}.$$

Практически абсолютные значения $x_1 \gg r_1$ и $x_2 \gg r_2$, поэтому все слагаемые в числителе много меньше произведения $x_1 x_2$, и мы можем с достаточной точностью написать:

$$Z_э \approx \frac{-x_1 x_2}{r_к + j(x_1 + x_2)}, \tag{2-63}$$

где $r_к = r_1 + r_2$ — полное сопротивление потерь в контуре. Сопротивлением $r_к$ в знаменателе нельзя пренебрегать, потому что вблизи резонанса сумма $x_1 + x_2 \to 0$.

Умножив числитель и знаменатель равенства (2-63) на $r_к - j(x_1 + x_2)$, получим:

$$Z_э = r_э + jx_э = \frac{-x_1 x_2 r_к}{r_к^2 + (x_1 + x_2)^2} + j\frac{x_1 x_2 (x_1 + x_2)}{r_к^2 + (x_1 + x_2)^2}. \tag{2-64}$$

Для параллельного контура

$$-x_1 x_2 = -\omega L\left(-\frac{1}{\omega C}\right) = \frac{L}{C} = \rho^2. \tag{2-65}$$

Разделив числитель и знаменатель выражения (2-64) на $r_к^2$ и воспользовавшись формулой (2-49), получим:

$$r_э \approx \frac{1}{1+Q^2\left(\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2}\,\frac{\rho^2}{r_к}; \tag{2-66}$$

$$x_э \approx \frac{\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}}{1+Q^2\left(\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2}\,\frac{\rho^3}{r_к^2}. \tag{2-67}$$

На рис. 2-40, *а* приведены графики изменения активной и реактивной составляющих эквивалентного сопротивления контура от расстрой-

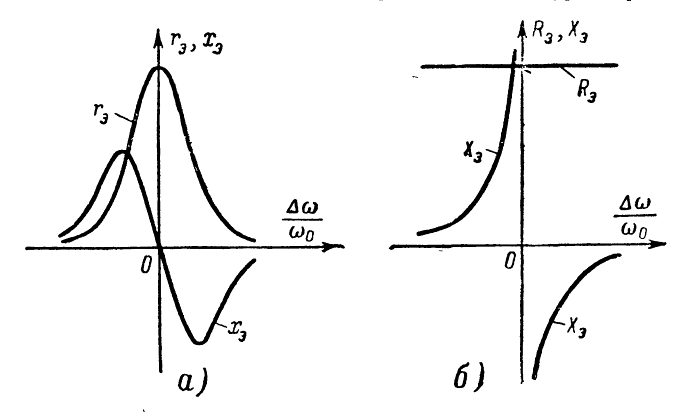


Рис. 2-40. Зависимость эквивалентных сопротивлений параллельного контура от относительной расстройки.

а — в последовательной схеме; *б* — в параллельной схеме.

ки. Активная составляющая резко возрастает с уменьшением расстройки, достигая при резонансе максимального значения: $r_{э.рез} = R_э = \rho^2/r_к = L/Cr_к$. Реактивная составляющая при резонансе изменяет знак, проходя через максимум при относительных расстройках $\Delta\omega/\omega = \pm 1/2Q$, т. е. согласно выражению (2-15) на границах полосы пропускания. Абсолютная величина $|x_{э.макс}| = R_э/2$.

Теперь найдем зависимость параметров параллельной эквивалентной схемы от частоты. При малых расстройках $x_1 \approx -x_2 = x_0$, поэтому выражение (2-63) можно переписать в виде

$$Z_э \approx \frac{x_0^2}{r_к + j(x_1+x_2)}.$$

Проводимость контура должна равняться сумме проводимостей эквивалентной схемы:

$$\frac{1}{Z_э} \approx \frac{r_к + j(x_1+x_2)}{x_0^2} = \frac{1}{R_э} + \frac{1}{jX_э}. \tag{2-68}$$

Отсюда, приравнивая активные и реактивные составляющие и используя формулу (2-49), получаем:

$$R_э = \frac{x_0^2}{r_к} = \frac{\omega_0^2 L^2}{r_к} = \frac{1}{(\omega_0 C)^2 r_к} = \frac{\rho^2}{r_к}; \qquad (2\text{-}69)$$

$$X_э = \frac{x_0^2}{x_1 + x_2} \approx \frac{\rho\omega_0}{2\Delta\omega}. \qquad (2\text{-}70)$$

Эти зависимости имеют очень интересный характер (рис. 2-39, *б*): активная составляющая равна резонансному сопротивлению контура и не зависит от частоты; реактивная составляющая имеет разные знаки по разные стороны от резонанса, а около резонанса она уходит в бесконечность и монотонно убывает с увеличением расстройки. Такие зависимости эквивалентных параметров от частоты очень удобны при

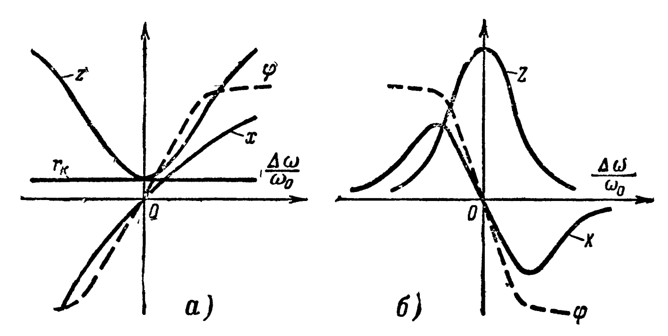


Рис. 2-41. Зависимость сопротивлений и угла сдвига фаз между током и напряжением источника от относительной расстройки.

а — в последовательном контуре; *б* — в параллельном контуре.

анализе явлений в схемах с контурами, поэтому параллельная эквивалентная схема часто будет использована в дальнейшем.

В заключение сравним поведение последовательного и параллельного контура в зависимости от расстройки.

Последовательный контур при значительных расстройках представляет для источника большое реактивное сопротивление — емкостное, если частота источника меньше собственной частоты контура, и индуктивное, если частота выше. При резонансе контур представляет для источника чисто активное сопротивление, равное сопротивлению потерь в его элементах (обычно это доли или единицы ом). Эта зависимость изображена на рис. 2-41, *а*.

Параллельный контур, наоборот, для источника, частота которого ниже собственной частоты контура, представляет индуктивное, а для источника с частотой выше резонансной емкостное сопротивление. При резонансе контур представляет для источника большое чисто активное сопротивление (обычно измеряемое единицами или десятками килоом). Эта зависимость изображена на рис. 2-41, *б*. Штриховыми линиями на рис. 2-41 показана зависимость угла сдвига фаз между током и напряжением источника от расстройки.

При неизменной величине напряжения источника отношение тока в случае расстройки к току при резонансе обратно пропорционально отношению полных эквивалентных сопротивлений контура. Если воспользоваться параллельной эквивалентной схемой контура, то

$$\frac{I_0}{I_{0.\,рез}} = \frac{z_{рез}}{z} = \frac{\sqrt{\left(\frac{1}{R_э}\right)^2 + \left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2}}{\frac{1}{R_э}} =$$

$$= \sqrt{1 + R_э^2\left(\omega C - \frac{1}{\omega L}\right)^2}. \qquad (2\text{-}71)$$

Аналогично выражению (2-49) можно написать:

$$\omega C - \frac{1}{\omega L} \approx \omega_0 C\,\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}.$$

Подставляя это выражение в формулу (2-71) и учитывая формулу (2-41), получаем:

$$\frac{I_0}{I_{0.\,рез}} = \sqrt{1 + Q^2\left(\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2}. \qquad (2\text{-}72)$$

Параллельный контур характеризуют полосой пропускания, в пределах которой общий ток в цепи источника увеличивается не более чем в $\sqrt{2}$ раз по сравнению с током при резонансной частоте. Максимальная расстройка в пределах полосы пропускания определяется из формулы (2-72):

$$\sqrt{2} = \sqrt{1 + Q^2\left(\frac{2\Delta\omega_{макс}}{\omega_0}\right)^2},$$

откуда полоса пропускания контура

$$2\Delta\omega_{макс} = \frac{\omega_0}{Q}. \qquad (2\text{-}73)$$

Из формул (2-73) и (2-51) видно, что ширина полосы пропускания у параллельного и последовательного контуров, составленных из одних и тех же элементов, одинакова.

Следует отметить, что в том случае, когда параллельно колебательному контуру включено некоторое активное сопротивление, часть тока из контура ответвляется в это сопротивление, где теряется энергия. В соответствии с формулой (2-58) включение параллельно контуру сопротивления R эквивалентно включению в цепь катушки контура сопротивления $r = (\omega L)^2/R$. Следовательно, при этом в контур вносятся дополнительные потери, что приводит к снижению добротности и сопротивления параллельного контура при резонансе, а также к расширению полосы пропускания.

2-9. ПЕРЕХОДНЫЕ ПРОЦЕССЫ В КОЛЕБАТЕЛЬНОМ КОНТУРЕ

В современных радиотехнических устройствах приходится встречаться с процессами очень малой длительности, имеющими продолжительность в миллионные доли секунды и меньше. Несмотря на кратко-

временность, они играют важную роль, и часто их длительность и характер определяют важнейшие показатели и работоспособность аппаратуры в целом. Ранее мы познакомились с переходными процессами, происходящими в цепях с одним накопителем энергии. Теперь рассмотрим, как протекают переходные процессы в колебательном контуре, содержащем реактивные элементы двух знаков (индуктивность и емкость).

Прежде всего познакомимся с процессом затухания колебаний в контуре при выключении внешнего возбуждающего источника; затухание неизбежно во всяком реальном контуре вследствие наличия в нем активных потерь.

Когда источник включен (считаем, что он имеет частоту, равную частоте собственных колебаний контура), в контуре устанавливаются незатухающие колебания, во время которых за половину периода в контурной катушке запас энергии $\Delta W_р$ изменяется от $I^2L/2$ до нуля. Согласно выражению (2-23) энергия, теряемая во время этого перехода в активном сопротивлении контура,

$$\Delta W_а = \frac{1}{2} I^2 r \frac{T}{2}.$$

Отношение теряемой энергии к запасаемой (реактивной) в контуре в процессе колебаний будет:

$$\frac{\Delta W_а}{\Delta W_р} = \frac{r}{2L} T.$$

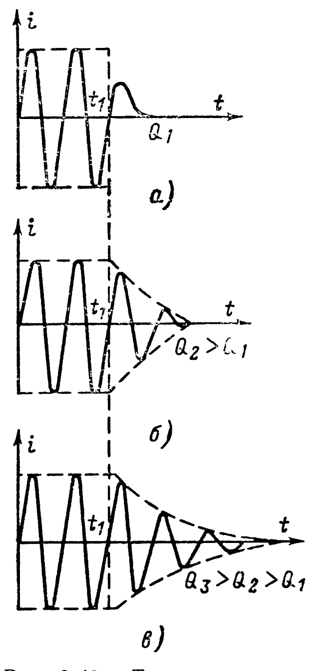


Рис. 2-42. Ток в контурах различной добротности при выключении источника.

Эта величина, отнесенная к периоду колебаний, называется **коэффициентом затухания контура**:

$$\alpha = \frac{r}{2L}. \qquad (2\text{-}74)$$

Очевидно, что она будет характеризовать скорость затухания колебаний в контуре при выключении возбуждающего источника.

Если сопротивление потерь столь велико, что за половину периода колебаний в контуре в нем теряется вся запасенная энергия, то колебаний не будет: после выключения источника в цепи возникнет всего один импульс тока (рис. 2-42, *а*). Если же потери в контуре будут меньше, то в цепи возникнут колебания с уменьшающейся амплитудой, число которых до прекращения процесса тем больше, чем меньше затухание контура (рис. 2-42, *б* и *в*). Длительность процесса может быть оценена постоянной времени — величиной, обратной коэффициенту

затухания,

$$\tau = \frac{2L}{r}. \quad (2\text{-}75)$$

После выключения источника по истечении времени $t = \tau$ амплитуда колебаний уменьшается в 2,7 раза, при $t = 2\tau$ в $2{,}7^2 = 7{,}3$ раза, а при $t = 3\tau$ — в $2{,}7^3 \approx 20$ раз.

В последнем случае практически можно считать процесс закончившимся, т. е. колебания затухшими.

Так как $Q = \omega_0 L/r$, то $L/r = Q/\omega_0$. Подставив это отношение в выражение для постоянной времени (2-75), получим:

$$\tau = \frac{2Q}{\omega_0} = \frac{Q}{\pi f_0}. \quad (2\text{-}76)$$

Иными словами, длительность переходного процесса $t_{уст}$ будет тем больше, чем больше добротность контура. Практически можно полагать

$$t_{уст} = 3\tau = \frac{3Q}{\pi f_0} \approx \frac{Q}{f_0}. \quad (2\text{-}77)$$

Поскольку же добротность контура связана с полосой пропускания соотношением

$$Q = \frac{\omega_0}{2\Delta\omega_{макс}} = \frac{f_0}{2\Delta f_{макс}}, \text{ то}$$

$$t_{уст} = \frac{3}{2\pi\Delta f_{макс}} \approx \frac{1}{2\Delta f_{макс}}, \quad (2\text{-}78)$$

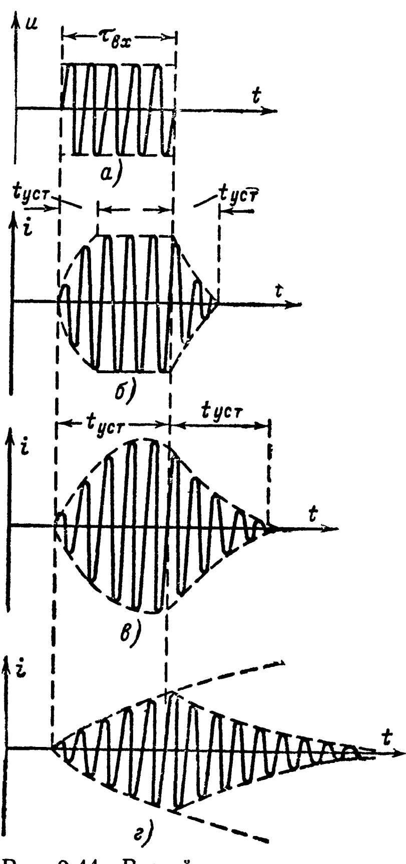
т. е. длительность процесса спадания амплитуды колебаний в контуре тем меньше, чем шире его полоса пропускания.

При включении источника переменной э. д. с. колебания в контуре будут нарастать постепенно (2-43). Скорость их нарастания также ограничивается наличием потерь в активном сопротивлении контура. Очевидно, что возрастание запаса энергии в реактивных элементах контура происходит тем быстрее, чем меньше его величина в установившемся режиме и чем меньшая доля подводимой энергии теряется в активном сопротивлении контура. Иными словами, постоянная времени возрастания колебаний в контуре определяется теми же величинами, что и постоянная времени при их спадании.

Все сказанное позволяет понять процессы, происходящие в колебательном контуре при воздействии на него импульса высокочастотного напряжения (рис. 2-44, *а*). Из-за постепенного нарастания и спадания амплитуды напряжения на контуре форма высокочастотного импульса искажается. Эти искажения будут малы, если длительность импульса много больше длительности переходных процессов (рис 2-44, *б*). Если же эти длительности одного порядка, то искажения становятся значительными (рис. 2-41, *в*). Наконец, если длительность переходных процессов больше длительности импульсов, то процесс нарастания амплитуды колебаний, не успев закончиться к моменту окончания высокочастотного импульса, сменяется процессом затухания (рис. 2-44, *г*). Длительность искаженного импульса в этом случае оказывается значительно больше длительности возбуждающего импульса, а амплитуда импульса

в контуре при этом не успевает достичь максимально возможного значения.

Следовательно, для получения возможно меньших искажений формы импульса нужно использовать контур с возможно меньшим $t_{уст}$, т. е. контур с достаточно широкой полосой пропускания и малой добротностью. Однако при этом следует помнить, что уменьшение добротности контура приводит к уменьшению его сопротивления при резонансе, что, конечно, невыгодно. Поэтому обычно выбирают добротность контура близкой к такой величине, при которой амплитуда колебаний за время импульса успевает нарасти до своего максимального значения. На осно-



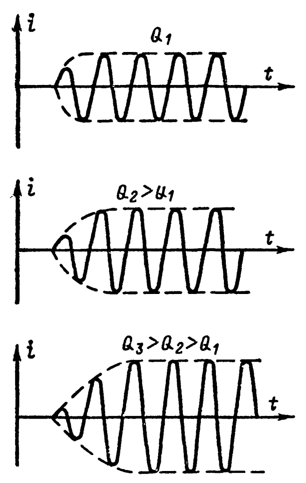


Рис. 2-43. Ток в контурах различной добротности при включении источника.

Рис. 2-44. Воздействие кратковременного импульса высокочастотного напряжения на контуры различной добротности.

вании выражений (2-76) — (2-78) добротность контура при этом $Q \leqslant 3\tau f_0$, а полоса пропускания $2\Delta f_{макс} \geqslant 1/3\tau$.

Эти условия часто приводят к необходимости применять контуры с очень большой полосой пропускания. Например, в радиолокационных устройствах используются импульсы длительностью порядка микросекунды ($\tau = 1 \cdot 10^{-6}$ *сек*), поэтому для удовлетворительного воспроизведения такого импульса контуры приемного устройства должны обладать полосой пропускания не менее $2\Delta f_{макс} = 1/3 \cdot 10^{-6} \approx 0{,}3$ *Мгц*.

2-10. ПАРАЛЛЕЛЬНЫЕ КОНТУРЫ, СОДЕРЖАЩИЕ В ОДНОЙ ИЗ ВЕТВЕЙ РЕАКТИВНЫЕ ЭЛЕМЕНТЫ РАЗНОГО ХАРАКТЕРА

Выше были рассмотрены параллельные контуры, содержащие в одной ветви конденсатор, а в другой катушку. Такие контуры называются контурами первого вида. В радиотехнике часто применяются параллельные контуры, в ветвях которых последовательно включены катушки и конденсаторы. Контур, в обеих ветвях которого включены катушки индуктивности L_1 и L_2 (рис. 2-45), называется контуром второго вида (его можно превратить в контур первого вида, подключив источник к точкам *б* и *в*). Контур, в обеих ветвях которого включены конденсаторы (рис. 2-46), называется контуром третьего вида (его можно превратить в контур первого, подключив источник к точкам *б* и *в*).

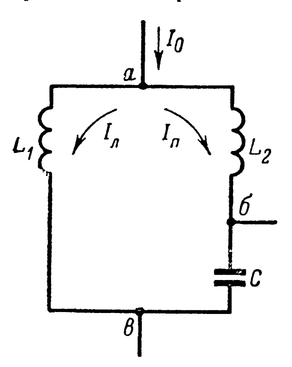


Рис. 2-45. Контур второго вида.

Интересной особенностью этих контуров является то, что в их цепях могут возникать резонансные явления на двух различных частотах. В случае, когда

$$\omega_1 L_2 = \frac{1}{\omega_1 C}, \qquad (2\text{-}79)$$

в правой ветви контура второго вида (рис. 2-45) имеет место резонанс напряжений. При этом правая ветвь представляет собой небольшое активное сопротивление, и через нее течет почти весь ток. Таким образом, она практически определяет общее эквивалентное сопротивление контура, которое имеет поэтому активный характер.

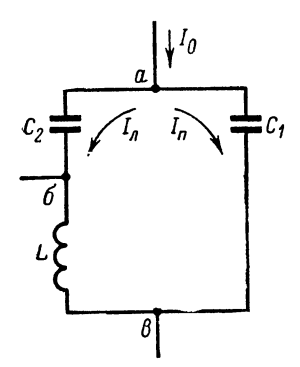


Рис. 2-46. Контур третьего вида.

На более низкой частоте, когда сумма всех реактивных сопротивлений контура равна нулю, т. е.

$$\omega_2 L_1 + \omega_2 L_2 - \frac{1}{\omega_2 C} = 0, \qquad (2\text{-}80)$$

возникает резонанс токов и контур представляет собой большое чисто активное сопротивление. Так как в этом случае активные сопротивления ветвей малы по сравнению с реактивными, то токи правой и левой ветвей ($I_п$ и $I_л$) сдвинуты относительно напряжения на контуре на угол $\pm 90°$. Вследствие этого в общей цепи проходит небольшой активный ток.

На частотах, близких к частоте резонанса токов, изменение эквивалентного сопротивления контура соответствует изменению реактивного сопротивления параллельного контура, а на частотах, близких

к частоте резонанса напряжений, — изменению реактивного сопротивления последовательного контура. Это можно пояснить при помощи графиков реактивных сопротивлений контура (рис. 2-47). На рис. 2-47, *а* изображен график эквивалентного реактивного сопротивления правой ветви контура (см. рис. 2-45) $X_п = X_{L2} - X_C$, на рис. 2-47, *б* построен график ее проводимости $b_п = -1/X_п$, на рис. 2-47, *в* эта проводимость графически складывается с проводимостью левой ветви контура $b_л = -1/X_{L1}$, а на рис. 2-47, *г* построен график эквивалентного реактивного сопротивления контура $X_э = -1/(b_п + b_л)$.

Определим, в каком соотношении находятся частоты резонансов напряжений и токов. Из выражения (2-79)

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C}}, \tag{2-81}$$

а из выражения (2-80)

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{(L_1 + L_2) C}}. \tag{2-82}$$

Из двух же последних равенств следует:

$$\omega_1 = \omega_2 \sqrt{1 + \frac{L_1}{L_2}}. \tag{2-83}$$

Как уже указывалось, контур второго вида (рис. 2-45) может быть образован из контура первого вида подключением одного из вводов к части катушки индуктивности. В этом случае отношение индуктивности, входящей в индуктивную ветвь, к индуктивности всей катушки называют **коэффициентом включения контура**:

$$p = \frac{L_1}{L_1 + L_2}. \tag{2-84}$$

Поэтому формула (2-83) может быть записана в виде

$$\omega_1 = \omega_2 \sqrt{\frac{1}{1 - p}}. \tag{2-85}$$

Рис. 2-47. Зависимость реактивных сопротивлений и проводимостей контура второго вида от частоты.

При резонансе токов, когда токи в обеих ветвях контура примерно одинаковы, коэффициент включения показывает отношение напряжения между вводами, т. е. между точками *а* и *в*, к напряжению на всей катушке, т. е. между точками *б* и *в* (рис. 2-45):

$$\frac{U_{а\text{-}в}}{U_{б\text{-}в}} = \frac{I_к L_1}{I_к (L_1 + L_2)} = p. \tag{2-86}$$

Мощность, расходуемая в контуре при резонансе, когда в нем проходит ток $I_к$,

$$P = \frac{1}{2} I_к^2 r_к, \tag{2-87}$$

где $r_к$ — сумма всех сопротивлений потерь в контуре. Напряжение между точками включения *а* и *в*, создаваемое током $I_к$ (без учета сопротивления потерь),

$$U_к = I_к \omega_2 L_1.$$

Расходуемая в контуре мощность может быть также подсчитана по формуле

$$P = \frac{1}{2} \frac{U_к^2}{R_{э2}} = \frac{I_к^2 (\omega_2 L_1)^2}{2R_{э2}}. \tag{2-88}$$

Сравнивая выражения (2-87) и (2-88), получаем:

$$R_{э2} = \frac{\omega_2^2 L_1^2}{r_к} = p^2 \frac{(\omega_2 L)^2}{r_к}, \tag{2-89}$$

где $L = L_1 + L_2$.

Сомножитель $(\omega_2 L)^2/r_к$ представляет собой эквивалентное сопротивление контура $R_э$ при использовании его как контура первого вида, и следовательно,

$$R_{э2} = p^2 R_э. \tag{2-90}$$

Этот результат имеет большое практическое значение: если сделать один из вводов в виде щупа с зажимом на конце, то, переставляя его вдоль катушки, можно уменьшить эквивалентное сопротивление контура до любой нужной величины. Такой способ изменения сопротивления контура широко используется в радиопередающих устройствах.

Рассмотрим теперь колебательные контуры третьего вида (см. рис. 2-45). В них также могут быть два резонанса: резонанс напряжений в левой ветви при

$$\omega_1 L = \frac{1}{\omega_1 C_2} \tag{2-91}$$

и резонанс токов при равенстве реактивных сопротивлений обеих ветвей, т. е. при

$$\frac{1}{\omega_2 C_1} = \omega_2 L - \frac{1}{\omega_2 C_2}. \tag{2-92}$$

Найдем соотношение между частотами резонанса токов и резонанса напряжений. Из выражения (2-91)

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{LC_2}}, \tag{2-93}$$

а из выражения (2-92)

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L \frac{C_1 C_2}{C_1 + C_2}}}. \tag{2-94}$$

Из двух последних зависимостей получаем:

$$\omega_2 = \omega_1 \sqrt{\frac{C_1 + C_2}{C_1}}. \tag{2-95}$$

Для контура третьего вида коэффициент включения, определяемый как отношение напряжений при резонансе между точками включения *а* и *в* (рис. 2-46) к напряжению на конденсаторах контура,

$$p = \frac{I_к \dfrac{1}{\omega C_1}}{I_к \left(\dfrac{1}{\omega C_1} + \dfrac{1}{\omega C_2}\right)} = \frac{C_2}{C_1 + C_2}. \quad (2\text{-}96)$$

Следовательно,

$$\omega_2 = \omega_1 \sqrt{\frac{1}{1 - p}}. \quad (2\text{-}97)$$

Характер изменения эквивалентного реактивного сопротивления контура можно определить по графикам изменения эквивалентных сопротивлений его элементов (рис. 2-48). На рис. 2-48, *а* построен график суммы реактивных сопротивлений левой ветви $X_л = -1/\omega C_2 + \omega L$, на рис. 2-48, *б* — график реактивной проводимости левой ветви $b_л = -1/X_л$, на рис. 2-48, *в* — график суммы реактивных проводимостей обеих ветвей $b_э = b_п + b_л$ и, наконец, на рис. 2-48, *г* — график эквивалентного реактивного сопротивления контура $X_э = -1/b_э$.

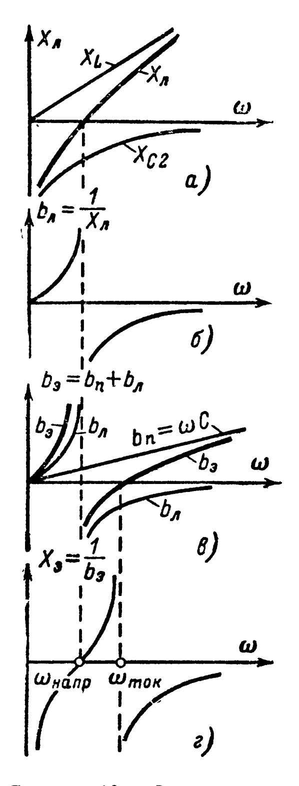


Рис. 2-48. Зависимости реактивных сопротивлений и проводимостей контура третьего вида от частоты.

Полученные графики, так же как и формула (2-97), показывают, что в отличие от контура второго вида в контурах третьего вида резонанс напряжений происходит на более низкой частоте, чем резонанс токов. Вблизи резонанса напряжений реактивное сопротивление контура изменяется так же, как у последовательного, а вблизи резонанса токов так же, как у параллельного контура.

Поскольку смысл коэффициента включения в контуре третьего вида остается таким же, как в контуре второго вида, то эквивалентное сопротивление контура при резонансе $R_{эз} = p^2 R_э$. Однако регулировать эквивалентное сопротивление контура изменением коэффициента включения здесь менее удобно, чем в контуре второго вида, так как это требует изменения емкости C_2 или C_1, что, кроме того, приводит к изменению резонансной частоты контура. Поэтому приходится одновременно производить регулировку как емкости C_1, так и емкости C_2, поддерживая общую емкость контура постоянной (при уменьшении емкости C_1 емкость C_2 следует увеличивать). Несмотря на этот недостаток, контуры третьего вида также весьма часто используются в современных радиотехнических устройствах.

Глава третья

СВЯЗАННЫЕ КОНТУРЫ

3-1. КОЛЕБАНИЯ В СИСТЕМЕ ИЗ ДВУХ СВЯЗАННЫХ КОНТУРОВ

В радиоаппаратуре колебательный контур обычно связан с другими цепями, в которые передается часть энергии, поступающей в контур от внешнего источника. Часто цепь, связанная с контуром, является также колебательным контуром. Контур, колебания в котором возбуждаются внешним источником, в дальнейшем будем называть *первичным*, а тот, в который передается часть энергии из первичного контура, — *вторичным*.

Контуры могут быть связаны между собой различным образом. Например, если катушки контуров расположить близко одну от другой (рис. 3-1), то часть переменного магнитного потока, создаваемого током в катушке первичного контура, будет пронизывать витки катушки вторичного контура и наводить в ней переменную э. д. с., величину которой можно определить по закону электромагнитной индукции:

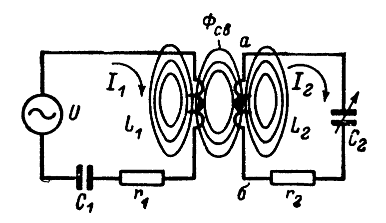


Рис. 3-1. Система из двух индуктивно связанных контуров.

$$E_{1.2} = -w_2 \frac{\Delta \Phi_{св}}{\Delta t}, \qquad (3\text{-}1)$$

где $\Phi_{св}$ — поток связи, т. е. общий магнитный поток (мгновенное значение), пронизывающий обе катушки, а w_2 — число витков катушки вторичного контура.

Общий магнитный поток, связывающий катушки, пропорционален величине тока в катушке первичного контура. Если ток изменяется по синусоидальному закону, то $w_2 \Phi_{св} = MI_1 \sin \omega t$, где M — коэффициент пропорциональности, называемый *коэффициентом взаимной индукции*.

Наведенная в катушке вторичного контура э. д. с. пропорциональна скорости изменения потока, поэтому в соответствии с выражением (2-4) $E_{1.2} = -M\omega I_1 \sin(\omega t + 90°)$. Амплитуда наведенной э. д. с.

$$E_{1.2} = \omega M I_1. \qquad (3\text{-}2)$$

Величина ωM имеет размерность сопротивления и называется *сопротивлением связи*:

$$\omega M = X_{св}. \qquad (3\text{-}3)$$

С увеличением коэффициента взаимной индукции и, следовательно, сопротивления связи э. д. с., наводимая во вторичном контуре, возрастает. Под действием наведенной э. д. с. во вторичном контуре проходит ток I_2. Этот ток, проходя через катушку L_2, создает переменный магнитный поток, часть которого пронизывает витки катушки первичного контура и наводит в ней в свою очередь некоторую э. д. с. Если во вторичном контуре ток сдвинут по фазе относительно наведенной э. д. с. на угол φ, т. е. $i_2 = I_2 \sin(\omega t + 90° + \varphi)$, то э. д. с., наведенная в пер-

вичном контуре,

$$E_{2.1} = -\omega M I_2 \sin(\omega t + 180° + \varphi).$$

На рис. 3-2 изображены графики токов, напряжений и э. д. с. в связанных контурах, построенные для случая, когда оба контура настроены в резонанс на круговую частоту ω и угол сдвига фаз $\varphi = 0$. Из графиков видно, что в результате воздействия вторичного контура на первичный в последнем наводится э. д. с. $E_{2.1}$, направленная навстречу напряжению внешнего источника u, создающего ток в первичном контуре. Это приводит к уменьшению тока в первичном контуре.

Эффект получается такой, как будто в результате связи в первичном контуре увеличилось активное сопротивление. Это объясняется тем, что энергия, подводимая от внешнего источника к первичному контуру, расходуется не только в нем, но частично передается во вторичный контур. Потребление вторичным контуром энергии из первичного эквивалентно включению в первичный контур активного сопротивления, потребляющего то же самое количество энергии, которое потребляет вторичный контур. Поэтому говорят, что в результате связи вторичный контур «вносит» в первичный некоторое сопротивление. Это приводит к уменьшению добротности и резонансного сопротивления контура.

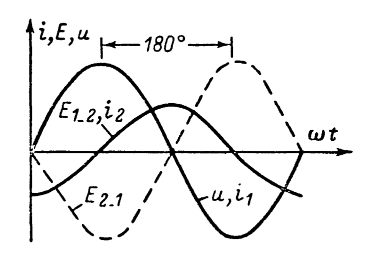


Рис. 3-2. Токи и напряжения в связанных контурах, настроенных на одну частоту.

Определим величину **вносимого сопротивления**. Ток во вторичном контуре

$$I_2 = \frac{E_{1.2}}{Z_2} = \frac{I_1 \omega M}{r_2}, \tag{3-4}$$

где z_2 — полное сопротивление вторичного контура, равное при резонансе его активному сопротивлению r_2. Мощность, отбираемая вторичным контуром из первичного,

$$P_2 = \frac{1}{2} I_2^2 r_2 = \frac{1}{2} I_1^2 \frac{\omega^2 M^2}{r_2}. \tag{3-5}$$

Эта мощность как бы расходуется во внесенном в первичный контур сопротивлении Δr:

$$P_2 = \frac{1}{2} I_1^2 \Delta r = \frac{1}{2} I_1^2 \frac{\omega^2 M^2}{r_2}, \tag{3-6}$$

и, следовательно, вносимое сопротивление

$$\Delta r = \frac{\omega^2 M^2}{r_2} = \frac{X_{св}^2}{r_2}. \tag{3-7}$$

Вся мощность, расходуемая внешним источником в первичном контуре

$$P_1 = \frac{1}{2} I_1^2 (r_1 + \Delta r). \tag{3-8}$$

Считая мощность, передаваемую во вторичный контур, полезной, вводят понятие к. п. д. первичного контура, который показывает, какая часть всей мощности, подводимой к нему, передается во вторичный контур. Согласно формулам (3-6) и (3-8)

$$\eta_к = \frac{P_2}{P_1} = \frac{\Delta r}{r_1 + \Delta r} = \frac{1}{1 + \frac{r_1}{\Delta r}}. \qquad (3\text{-}9)$$

Это выражение показывает, что к. п. д. первичного контура тем больше, чем больше отношение вносимого сопротивления к собственному активному сопротивлению первичного контура. Однако это вовсе не означает, что с увеличением связи и вносимого сопротивления абсолютное значение мощности, передаваемой во вторичный контур, непрерывно возрастает. При неизменном напряжении источника ток в первичном контуре уменьшается с увеличением вносимого сопротивления (рис. 3-3):

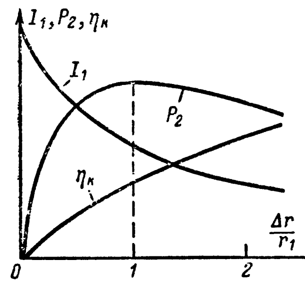


Рис. 3-3. Энергетические соотношения в системе связанных контуров в зависимости от вносимого в первичный контур сопротивления.

$$I_1 = \frac{U}{r_1 + \Delta r} = \frac{U}{r_1}\,\frac{1}{1 + \frac{\Delta r}{r_1}}. \qquad (3\text{-}10)$$

Мощность, теряемая на вносимом сопротивлении (передаваемая во вторичный контур),

$$P_2 = \frac{1}{2} I_1^2 \Delta r = \frac{1}{2}\left(\frac{U}{r_1}\right)^2 \frac{1}{\left(1 + \frac{\Delta r}{r}\right)^2}\,\Delta r. \qquad (3\text{-}11)$$

Мощность P_2, представляющая собой произведение двух величин, одна из которых непрерывно уменьшается, а другая возрастает, имеет максимум (рис. 3-3) при $\Delta r / r_1 = 1$. При этом мощность, передаваемая во вторичный контур,

$$P_2 = \frac{P_1}{2} = \frac{1}{8}\,\frac{U^2}{r_1}, \qquad (3\text{-}12)$$

а к. п. д. первичного контура, при котором во вторичный контур передается максимальная мощность, $\eta_{к.\,опт} = 1/2$.

В связанных контурах, имеющих одну и ту же частоту собственных колебаний, при некоторых условиях может возникнуть резонанс не только на частоте собственных колебаний контуров, но и еще на двух других частотах. Действительно, при некоторой частоте, несколько меньшей частоты собственных колебаний контуров, их сопротивления имеют емкостный характер. Наведенная во вторичном контуре э. д. с. $E_{1.2}$ отстает на 90° относительно тока в первичном контуре I_1 (рис. 3-4); поскольку сопротивление вторичного контура имеет емкостный характер, то ток I_2 в нем опережает э. д. с. $E_{1.2}$ на угол φ. Электродвижущая сила $E_{2.1}$, наводимая в первичном контуре из вторичного, отстает относительно тока I_2 во вторичном контуре на 90°. Эту э. д. с. можно разложить на две составляющие, одна из которых $E_{2.1a}$ имеет направление,

противоположное вектору тока в первом контуре, а вторая $E_{2.1р}$ отстает от него на 90°.

Таким образом, первая составляющая стремится уменьшить ток в первом контуре, что по своему эффекту равносильно увеличению активного сопротивления контура, а вторая увеличивает э. д. с. катушки, которая отстает от тока на 90° (см. § 2-2), что равносильно увеличению ее индуктивности. Поэтому говорят, что при емкостном сопротивлении вторичного контура в первичный контур вносятся активное и индуктивное сопротивления. Естественно, что они будут тем больше, чем больше связь между контурами. Если связь достаточно велика, то при некоторой расстройке контуров относительно частоты источника вносимое индуктивное сопротивление скомпенсирует собственное емкостное сопротивление контура. При этом контур представляет для источника небольшое чисто активное сопротивление, и в нем имеет место резонанс напряжений. Благодаря этому токи в первичном и вторичном контурах резко возрастают.

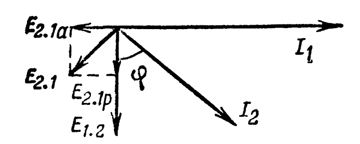


Рис. 3-4. Векторная диаграмма токов и напряжений при частоте источника ниже частоты собственных колебаний связанных контуров.

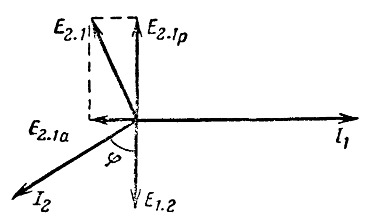


Рис. 3-5. Векторная диаграмма токов и напряжений при частоте источника, превышающей собственные частоты связанных контуров.

Нетрудно убедиться, что аналогичная картина может наблюдаться и на частоте, превосходящей частоту собственных колебаний контуров. В этом случае контуры имеют сопротивление индуктивного характера. Поэтому ток I_2 во вторичном контуре отстает от наведенной э. д. с. $E_{1.2}$ на угол φ (рис. 3-5). Наводимая этим током э. д. с. $E_{2.1}$ в первичном контуре будет иметь составляющую $E_{2.1а}$, стремящуюся уменьшить ток в первичном контуре и равносильную по своему эффекту увеличению активного сопротивления первичного контура, а также составляющую $E_{2.1р}$, опережающую ток на 90°, т. е. уменьшающую напряжение на конденсаторе. Такой же эффект возник бы при включении в контур последовательно дополнительного конденсатора, поэтому принято говорить, что в этом случае вторичный контур вносит в первичный активное и емкостное сопротивления. Если связь достаточно велика, то при некоторой расстройке контуров относительно частоты источника индуктивное сопротивление первичного контура окажется скомпенсированным вносимым емкостным сопротивлением. Так как при этом контур представляет для источника небольшое чисто активное сопротивление, то в нем имеет место резонанс напряжений и токи в обоих контурах резко возрастают.

Таким образом, оказывается, что система из двух одинаковых достаточно сильно связанных контуров обладает тремя резонансными частотами, одна из которых является частотой их собственных колебаний, другая несколько ниже, а третья выше нее. Две последние резо-

нансные частоты называют также **частотами связи**. Чем больше связь между контурами, тем больше реактивное сопротивление, вносимое из вторичного контура в первичный. Поэтому компенсация реактивных сопротивлений происходит при большей расстройке первичного контура, и следовательно, частоты связи больше отличаются от частоты собственных колебаний контуров.

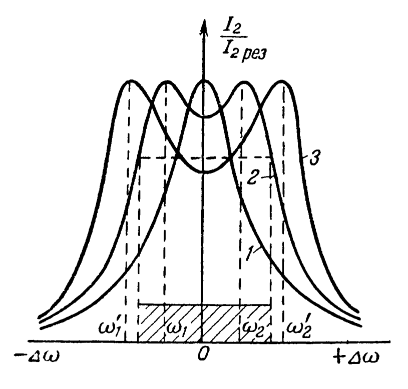


Рис. 3-6. Резонансные характеристики системы связанных контуров при различной степени связи между ними.

При связи, меньшей некоторого значения, называемого «критическим», вносимых реактивных сопротивлений не хватает для компенсации собственных реактивных сопротивлений контуров и резонанс имеет место только на частоте собственных колебаний контуров. Поэтому при связи меньше критической (кривая *1* рис. 3-6) резонансная характеристика напоминает характеристику одиночного контура. При связи больше критической резонансная характеристика приобретает вид двугорбой кривой, максимумы которой соответствуют частотам связи ω_1 и ω_2 (кривая *2*). При более сильной связи частоты связи ω_1' и ω_2' расположены еще дальше друг от друга (кривая *3*).

Найдем теперь, каким образом можно определить частоты связи. При токе I_1 в первичном контуре наведенная э. д. с. во вторичном $E_{1.2} = \omega M I_1$. Ток во вторичном контуре

$$I_2 = \frac{E_{1.2}}{Z_2} = \frac{\omega M I_1}{Z_2}.$$

Электродвижущая сила, наведенная в первичном контуре током вторичного контура,

$$E_{2.1} = \omega M I_2 = \frac{\omega^2 M^2 I_1}{Z_2}.$$

Сопротивление, вносимое из первичного контура во вторичный,

$$\frac{E_{2.1}}{I_1} = \frac{\omega^2 M^2}{Z_2} = \frac{\omega^2 M^2}{r_2 + jx_2}.$$

Умножив числитель и знаменатель последнего равенства на $r_2 - jx_2$, получим:

$$\frac{E_{2.1}}{I_1} = \Delta r + j\,\Delta x = \frac{\omega^2 M^2 r_2}{r_2^2 + x_2^2} - j\,\frac{\omega^2 M^2 x_2}{r_2^2 + x_2^2},$$

получим формулы для определения активной и реактивной составляющих вносимого в первичный контур сопротивления:

$$\Delta r = \frac{\omega^2 M^2}{r_2^2 + x_2^2} r_2 = \frac{X_{св}^2}{z_2^2} r_2;$$

$$\Delta x = -\frac{\omega^2 M^2}{r_2^2 + x_2^2} x_2 = -\frac{X_{св}^2}{z_2^2} x_2.$$

При резонансе на частотах связи

$$x_1 = -\Delta x = \frac{X_{св}^2}{r_2^2 + x_2^2} x_2.$$

В контурах, используемых в радиотехнических схемах, обычно сопротивление потерь мало́ и много меньше сопротивления реактивных элементов контуров, поэтому с удовлетворительной для технических целей точностью можно считать, что $z_2^2 = r_2^2 + x_2^2 \approx x_2^2$. Если контуры идентичны, то $x_1 = x_2 = x$. Тогда условие резонанса принимает следующий вид: $x = X_{св}^2/x$, откуда $x = \omega L - 1/\omega C = \pm X_{св}$, или

$$\omega L \left(1 - \frac{1}{\omega^2 LC}\right) = \pm X_{св}.$$

Так как $1/LC = \omega_0^2$, то $1 - (\omega_0^2/\omega^2) = \pm M/L$. Отсюда получим формулу для определения частот связи:

$$\omega_{1.2} = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 \pm \frac{M}{L}}}. \qquad (3\text{-}13)$$

Отношение M/L называют коэффициентом связи. Если числитель и знаменатель этого отношения умножить на ωI_1, то окажется, что коэффициент связи выражает отношение э. д. с., наведенной во вторичном контуре, к напряжению на индуктивности первичного контура. Обозначая это отношение через k, т. е.

$$\frac{M}{L} = k, \qquad (3\text{-}14)$$

из формулы (3-13) получим выражение для первой частоты связи, называемой нижней или медленной частотой связи,

$$\omega_1 = \omega_н = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 + k}} \qquad (3\text{-}15)$$

и для второй, верхней или быстрой частоты связи,

$$\omega_2 = \omega_в = \frac{\omega_0}{\sqrt{1 - k}}. \qquad (3\text{-}16)$$

Эти формулы показывают, что чем больше коэффициент связи между контурами, тем в большей степени отличаются частоты связи от собственных частот контуров, причем нижняя частота связи лежит всегда ниже, а верхняя — выше собственной частоты контуров (рис. 3-7).

Следует иметь в виду, что формулы (3-13) — (3-16) являются приближенными, так как они выведены в предположении, что контуры лишены потерь. При больших значениях коэффициентов связи и высокой добротности контуров эти формулы дают достаточную точность.

При частоте источника выше или ниже обеих частот связи уменьшение тока во вторичном контуре происходит более быстро, чем в одиночном контуре. Иначе говоря, избирательность системы связанных контуров, т. е. способность выделять сигналы определенных частот и подавлять сигналы иных частот, получается выше, чем у одиночных контуров. Это широко используется на практике. Ценным свойством связанных контуров является также их способность приблизительно оди-

наково пропускать колебания, занимающие некоторую полосу частот (заштрихованная область для кривой *2* на рис. 3-6).

На практике часто приходится иметь дело с системой двух связанных контуров с разными частотами собственных колебаний, поэтому важно знать их резонансные свойства. Прежде всего определим область, в которой будут находиться их частоты связи. Путем тех же рассуждений, которые были проведены для двух одинаковых связанных контуров, можно построить векторные диаграммы интересующей нас системы.

Легко понять, что в случае, если частота напряжения источника ниже частоты собственных колебаний обоих контуров, то векторная диаграмма системы будет иметь тот же вид, что и в случае одинаково настроенных контуров (см. рис. 3-4), и следовательно, при достаточной связи возможен резонанс. Чем сильнее связь между контурами, тем большее компенсирующее реактивное сопротивление вносится из вторичного контура в первичный. Следовательно, тем больше отличается частота, на которой достигается резонанс, от частот собственных колебаний контуров.

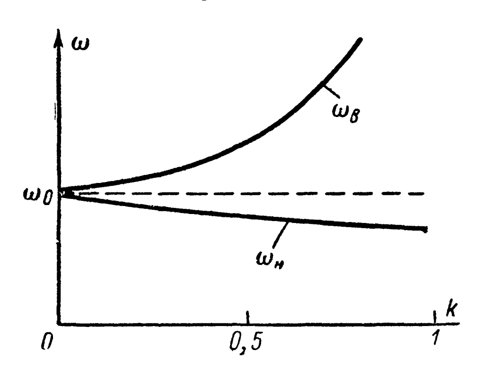


Рис. 3-7. Зависимость собственных частот системы связанных контуров от коэффициента их связи.

Векторная диаграмма для частоты, лежащей между частотами собственных колебаний контуров, если предположить, что первичный контур настроен на более низкую частоту, будет иметь тот же вид, что и на рис. 3-4. Но первичный контур представляет теперь для источника сопротивление емкостного характера, и реакция вторичного контура, увеличивающая это сопротивление, не может вызвать резонанса.

Аналогично можно показать, что возможен второй резонанс на частоте, более высокой, чем частоты собственных колебаний обоих контуров, и невозможен резонанс на средней частоте при частоте собственных колебаний первичного контура, более высокой, чем частота собственных колебаний вторичного.

Таким образом, система из двух неодинаковых связанных контуров может иметь две резонансные частоты (частоты связи): одна из них лежит ниже более низкой из собственных частот контуров, а другая — выше более высокой из них. Чем сильнее связь, тем больше расходятся резонансные частоты.

Расчет резонансных частот двух связанных контуров с коэффициентом связи k_1, имеющих различные частоты собственных колебаний, позволяет построить график, изображенный на рис. 3-8. Он показывает, что с увеличением частоты вторичного контура при неизменной частоте первичного резонансные частоты возрастают, оставаясь одна ниже частоты первичного контура, а вторая выше частоты вторичного. Если рассчитать или опытным путем снять эти же зависимости при большем коэффициенте связи k_2, то получатся аналогичные, но расположенные

дальше друг от друга кривые (штриховые). Следовательно, при этом резонансные частоты будут сильнее отличаться друг от друга.

Выше были рассмотрены общие свойства связанных контуров на примере контуров, связанных общим магнитным потоком. Эти основные закономерности распространяются на любую систему связанных контуров с той лишь разницей, что при этом несколько изменяются выражения для расчета сопротивления связи, коэффициента связи и частот связи.

На рис. 3-9, *а* изображены контуры с автотрансформаторной связью. Здесь часть напряжения с катушки L_1, создающаяся на какой-то ее части $L_{св}$, подается во вторичный контур, возбуждая в нем электрические колебания. На рис. 3-9, *б* контуры связаны с помощью конденсатора $C_{св}$, включенного в общую цепь обоих контуров (внутренняя связь). Для токов первич-

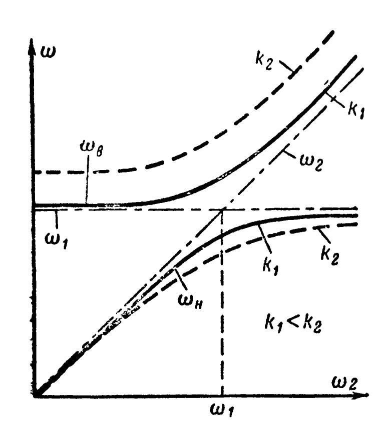


Рис. 3-8. Зависимость собственных частот связанных контуров от их настройки при различных коэффициентах связи.

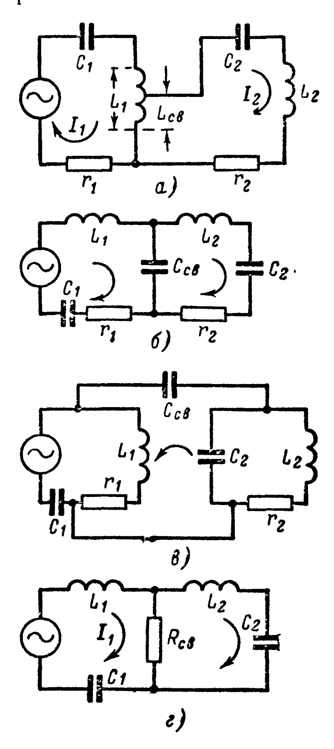


Рис. 3-9. Различные виды связи между контурами.

ного контура создаются две параллельные ветви: конденсатор связи $C_{св}$ в одной и элементы L_2, C_2, r_2 в другой. Чем больше сопротивление конденсатора связи, т. е. чем меньше его емкость, тем большая доля тока первичного контура ответвляется в цепь вторичного и, значит, тем больше связь. Второй вариант емкостной связи (внешняя связь) между контурами показан на рис. 3-9, *в*. В этом случае во вторичном контуре протекает тем больший ток, чем меньше сопротивление конденсатора связи, т. е. чем больше его емкость. На рис. 3-9, *г* представлена схема с кондуктивной связью между контурами, где общим элементом в цепях обоих контуров является активное сопротивле-

ние $R_{св}$. Почти во всех этих схемах элементом связи служит общий элемент, входящий в цепи обоих контуров. Напряжение, возбуждающее вторичный контур, равно произведению сопротивления этого элемента на протекающий в нем ток. Исключение составляет схема на рис. 3-9, *в*, в которой элементом связи является конденсатор, связывающий цепи обоих контуров.

3-2. НАСТРОЙКА СИСТЕМЫ ИЗ ДВУХ СВЯЗАННЫХ КОНТУРОВ

Цель настройки системы связанных контуров обычно заключается в передаче во вторичный контур возможно большей мощности, т. е. в получении в нем максимального тока или требуемой полосы пропускания при возможно большей избирательности. Увеличения тока во вторичном контуре можно достичь несколькими способами. Например, настройкой первичного контура можно добиться резонанса на одной из частот связи, что приведет к возрастанию токов в первичном и вторичном контурах. Этот случай называют первым частным резонансом. Того же можно добиться настройкой вторичного контура. При этом резонанс получится на одной из частот связи. Такая настройка называется вторым частным резонансом.

Как в первом, так и во втором случае связь между контурами выбирается произвольно, поэтому во вторичный контур может передаваться весьма малая мощность. Для передачи максимальной мощности во вторичный контур нужно, кроме настройки, подобрать еще наивыгоднейшую связь. Таким образом, наилучшая передача мощности из первичного контура во вторичный достигается при выполнении двух условий: реактивное сопротивление, вносимое в первичный контур, должно быть равно и противоположно по знаку его собственному реактивному сопротивлению, а активное сопротивление, вносимое в первичный контур, равно его собственному активному сопротивлению.

Принято говорить, что в отрегулированной таким образом схеме имеет место общий резонанс. Практически его получают путем нескольких повторных регулировок. Например, устанавливают слабую связь между контурами и настраивают первичный контур по максимуму тока во вторичном. Затем увеличивают связь и, повторяя настройку, замечают новое значение максимума тока во вторичном контуре. Эта операция повторяется до тех пор, пока дальнейшее увеличение связи не начнет приводить к снижению максимального значения тока во вторичном контуре. Такие же результаты могут быть получены при настройке вторичного контура и подборе оптимальной связи.

Сложность получения общего резонанса в системе связанных контуров представляет значительное неудобство. Более удобно настраивать контуры порознь в резонанс и затем подбирать наивыгоднейшую связь. В этом случае приходится производить всего три операции. Такую настройку называют получением полного резонанса в системе. Недостатком ее является необходимость в трех органах настройки.

В тех случаях, когда настройка связанных контуров производится с целью получения достаточно широкой полосы пропускания при резком ослаблении не входящих в нее частот, это достигается подбором наиболее выгодной связи между контурами. Иногда это достигается путем взаимной расстройки контуров.

Глава четвертая

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ФИЛЬТРЫ

4-1. НАЗНАЧЕНИЕ ФИЛЬТРОВ

В цепях радиотехнических устройств обычно одновременно протекают токи самых различных частот: от очень высоких радиочастот до низких (звуковых) частот и даже до тока нулевой частоты (т. е. постоянного тока). Обычно токи некоторых из этих частот должны воздействовать на последующие элементы схемы, воздействие же токов других частот является вредным, так как нарушает нормальную работу аппаратуры. Поэтому возникает необходимость отделения токов одних частот от токов других частот. Эта задача решается с помощью специальных устройств, называемых электрическими фильтрами.

В зависимости от того, какие из частот пропускаются (выделяются) фильтром для передачи в последующую цепь, электрические фильтры разделяются на фильтры нижних или верхних частот. Применяются также полосовые фильтры, задачей которых является пропускание лишь токов с частотами, лежащими в пределах заданной полосы от f_1 до f_2, и заградительные фильтры, не пропускающие токи с частотами, лежащими в пределах определенной полосы частот. Фильтры нижних частот делятся на две основные группы: фильтры, предназначенные пропускать токи низких звуковых частот, и фильтры к источникам питания постоянного тока, предназначенные пропускать лишь постоянный ток.

4-2. ФИЛЬТРЫ ИСТОЧНИКОВ ПИТАНИЯ ПОСТОЯННОГО ТОКА

Отделение постоянного тока от переменных токов может быть осуществлено при помощи конденсаторов. Так, например, если в цепи имеется источник постоянного тока, дающий одновременно также и переменный ток (рис. 4-1), а через нагрузку H должен протекать только постоянный ток, то параллельно нагрузке включают конденсатор C. При достаточно большой емкости конденсатора переменный ток почти весь проходит через него и практически не проходит через нагрузку. Постоянный же ток проходит через нагрузку. Чтобы практически весь переменный ток проходил через конденсатор, его сопротивление переменному току должно быть значительно меньше сопротивления нагрузки, т. е.

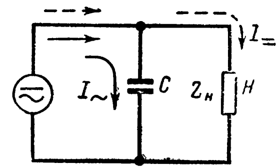


Рис. 4-1. Использование конденсатора в качестве фильтра.

$$\frac{1}{\omega C} \ll z_н, \tag{4-1}$$

поэтому емкость конденсатора нужно брать тем больше, чем меньше сопротивление нагрузки, и, наоборот, с увеличением сопротивления нагрузки можно брать конденсаторы относительно меньшей емкости. Если в цепи протекает одновременно несколько переменных токов различных частот, то конденсатор следует выбирать по самой низкой из этих частот.

При малом сопротивлении нагрузки или очень низкой частоте переменного тока требуемая емкость конденсатора может оказаться очень большой. Конденсаторы, обладающие такой емкостью, громоздки и дороги. В этом случае целесообразно включить в цепь нагрузки дроссель L с ферромагнитными сердечником, обладающий большой индуктивностью (рис. 4-2). Дроссель с обмоткой из сравнительно толстого провода имеет малое сопротивление постоянному току и очень большое сопротивление переменному. Такой фильтр называется Г-образным

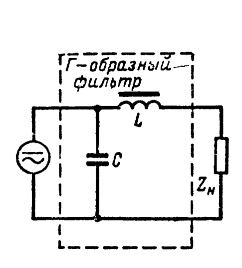


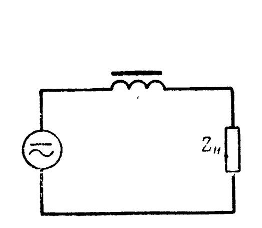
Рис. 4-2. Г-образный фильтр.

П-образный фильтр
L
C
C
Zн

Рис. 4-3. П-образный фильтр.

фильтром из емкости и индуктивности. Его можно усовершенствовать, подключив параллельно нагрузке дополнительно конденсатор C (рис. 4-3), через который должен проходить остаток переменного тока после дросселя L Г-образного фильтра. Полученный таким образом фильтр называется П-образным фильтром.

Продолжая таким же путем подключать дроссели и конденсаторы, можно получить все более и более сложные фильтры, которые все лучше и лучше отфильтровывают переменный ток. Такие фильтры со-



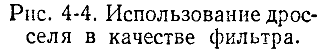


Рис. 4-4. Использование дросселя в качестве фильтра.

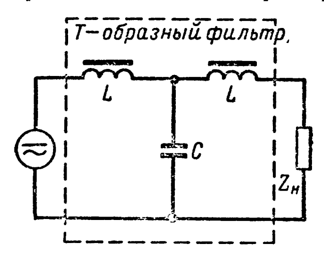


Рис. 4-5. Т-образный фильтр.

стоят из последовательного соединения нескольких Г-образных или П-образных звеньев. Практически увеличение числа звеньев в фильтре более трех уже не создает существенного выигрыша в фильтрации и приводит к неоправданному увеличению веса, габарита и стоимости устройства. Поэтому более сложные фильтры применяются весьма редко.

При малом внутреннем сопротивлении источника питания в качестве простейшего фильтра можно использовать только дроссель (рис. 4-4). Если сопротивление дросселя переменному току велико

и $\omega L \gg Z_н$, то величина переменного тока окажется незначительной, а величина постоянного тока, для которого сопротивление дросселя мало, может быть сравнительно большой. Для улучшения фильтрации включают конденсатор параллельно нагрузке. Такой фильтр тоже называется Г-образным, фильтрующее действие его может быть улучшено путем включения дополнительного дросселя в цепь нагрузки. Полученный таким образом фильтр носит название Т-образного фильтра (рис. 4-5).

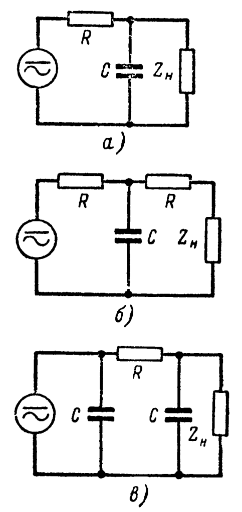


Рис. 4-6. Фильтры, составленные из конденсаторов и резисторов.

а — Г-образный; *б* — Т-образный; *в* — П-образный.

При изменениях нагрузки П-образные фильтры позволяют получить большее постоянство напряжения, а Т-образные фильтры — большее постоянство тока на выходе. Если в некоторый момент времени сопротивление нагрузки резко изменится и начнет изменяться ток, то при Т-образной схеме фильтра изменению тока в нагрузке будет препятствовать стоящий между ней и конденсатором дроссель, в котором будет индуцироваться э. д. с. самоиндукции, стремящаяся поддержать ток на прежнем уровне. При резком изменении нагрузки П-образного фильтра изменение напряжения на конденсаторе происходит сравнительно медленно и он будет поддерживать напряжение на нагрузке на прежнем уровне, но зато ток в нагрузке резко изменится.

К недостаткам фильтров с дросселями следует отнести большие габариты, вес и стоимость последних. Поэтому часто в тех случаях, когда к фильтру не предъявляется особенно жестких требований, вместо дросселей ставят резисторы (рис. 4-6). Это позволяет резко сократить габариты и стоимость фильтров. Основной недостаток таких фильтров заключается в больших потерях мощности в резисторах и поэтому их используют только в тех цепях, где протекают сравнительно небольшие токи.

4-3. ФИЛЬТРЫ НИЖНИХ ЧАСТОТ

Часто в радиотехнических устройствах оказывается необходимым пропускать токи всех частот от нулевой до некоторой частоты $f_{ср1}$, называемой частотой среза, а все токи более высоких частот задерживать. Для этой цели используют фильтры нижних частот. Их схемы не отличаются от разобранных выше схем фильтров источников питания постоянного тока; разница заключается только в значениях составляющих их емкостей, индуктивностей и сопротивлений.

Создать идеальный фильтр, абсолютно не пропускающий токов, имеющих частоту выше частоты среза, невозможно. Ослабление фильтруемых напряжений или токов оценивается отношением их амплитуд на входе к их амплитудам на выходе. Однако чаще берется не само отношение, а его логарифм. Это вызвано тем, что реакция органов слуха и зрения человека, как было экспериментально установлено, оказывается пропорциональной не степени изменения раздражающего воздей-

ствия, а его логарифму. Поэтому обычно оценку усиления (или ослабления) затухания производят в децибелах:

$$\beta = 10 \lg \frac{P_1}{P_2} = 20 \lg \frac{U_1}{U_2}. \qquad (4\text{-}2)$$

При оценке затухания по отношению напряжений учитывают, что при одинаковых сопротивлениях мощности относятся как квадраты напряжений. Поэтому в выражении (4-2) коэффициент при логарифме напряжений удваивается.

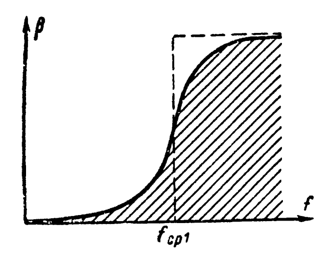


Рис. 4-7. Характеристика затухания фильтра нижних частот.

На рис. 4-7 изображен типичный график зависимости затухания, создаваемого фильтром нижних частот, от частоты подведенного к нему напряжения. Для того чтобы характеристика фильтра в возможно большей степени приближалась к идеальной, т. е. крутизна ее падающей части была наибольшей, нужно, чтобы сопротивление потерь в элементах фильтра было минимальным, число ячеек возможно бо́льшим, а сопротивление нагрузки определенным образом связано с параметрами фильтра.

Для выяснения этих условий разобьем схему любого сложного фильтра на элементарные Г-образные ячейки, состоящие из емкости и индуктивности, т. е. из двух реактивных сопротивлений противоположного характера X_1 и X_2 (рис. 4-8). Например, при разделении Т-образного фильтра на две Г-образные ячейки (рис. 4-9) конденсатор C_1 рассматривают как параллельное соединение двух конденсаторов емкостью $C_1/2$, а при разделении П-образного фильтра на Г-образные ячейки (рис. 4-10) индуктивность L_1 рассматривают как последовательное соединение двух индуктивностей $L_1/2$. Процесс передачи энергии вдоль ячеек фильтра можно представить следующим образом: переменное напряжение источника на входе возбуждает ток в первой ячейке фильтра, создающий переменное напряжение на элементе X_2, т. е. на входе второй ячейки, под действием которого в ней возникает ток, и т. д.

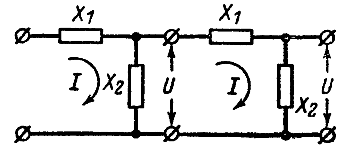


Рис. 4-8. Схема фильтра, представленного в виде цепочки Г-образных ячеек.

Если не учитывать потери и допустить, что вся энергия от входа передается на выход, то токи и напряжения во всех ячейках будут одинаковыми. При таком наивыгоднейшем режиме работы фильтр с нагрузкой представляет для источника чисто активное сопротивление (вся его энергия поглощается). Это возможно только в том случае, если нагрузка фильтра активная и в реактивных элементах противоположного характера протекают такие токи и действуют такие напряжения, при которых в них развиваются одинаковые реактивные мощности.

Пусть при выполнении данных условий токи во всех индуктивностях элементарных ячеек будут I, а напряжения на емкостях U. При

этом реактивная мощность в индуктивности

$$P_{pL} = \frac{1}{2} I^2 X_L, \tag{4-3}$$

а в емкости

$$P_{pC} = \frac{1}{2} \frac{U^2}{X_C}. \tag{4-4}$$

Из условия $P_{pL} = P_{pC}$ можно определить, какое сопротивление будет представлять фильтр для источника питания:

$$R_{вх} = \frac{U}{I} = \sqrt{X_L X_C}. \tag{4-5}$$

Такое же входное сопротивление должна представлять каждая следующая ячейка фильтра для предыдущей. Это сопротивление называ-

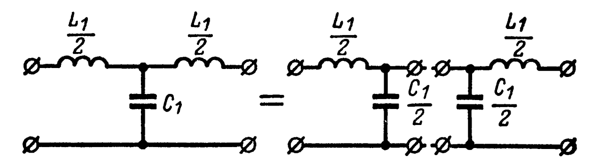


Рис. 4-9. Разделение Т-образного фильтра нижних частот на две Г-образные ячейки.

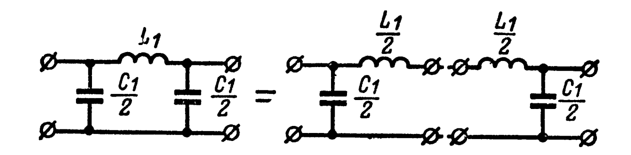


Рис. 4-10. Разделение П-образного фильтра нижних частот на две Г-образные ячейки.

ется **волновым** или **характеристическим** сопротивлением фильтра W. Подставим в уравнение (4-5) выражения для сопротивления $X_L = \omega L_1/2$ и $X_C = 2/\omega C_1$. Тогда

$$R_{вх} = W = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}. \tag{4-6}$$

Для того чтобы последняя ячейка работала так же, как и предыдущие, необходимо, чтобы нагрузка была согласована с фильтром, т. е. чтобы она имела чисто активный характер и равнялась волновому сопротивлению фильтра:

$$R_н = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = W. \tag{4-7}$$

Каждая из Г-образных ячеек представляет собой последовательный контур. На резонансной частоте сопротивление емкостей равно сопротивлению индуктивностей. На более низких частотах сопротивление емкостей быстро возрастает, а сопротивление индуктивностей падает. Поэтому ток с частотой, которая ниже частоты резонанса, встречая ма-

лое сопротивление индуктивностей и большое сопротивление емкостей, проходит почти полностью по фильтру от источника к нагрузке. На частотах выше резонансной сопротивление индуктивностей увеличивается а емкостей — падает. Поэтому ток с частотой, которая выше резонансной, встречая большое сопротивление индуктивностей, проходит через малое сопротивление емкостей и не достигает нагрузки

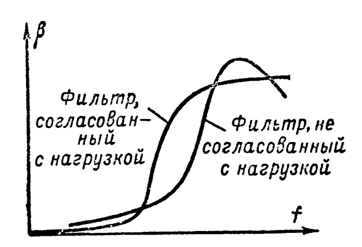


Рис. 4-11. Характеристики затухания согласованного и рассогласованного фильтров нижних частот.

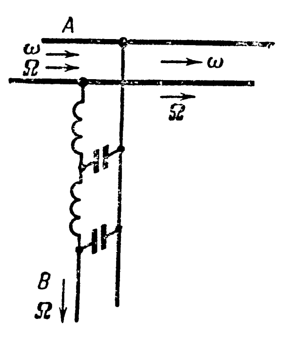


Рис. 4-12. Включение Т-образного фильтра в линию.

Резонансная частота Г-образных ячеек является **частотой среза фильтра**:

$$f_1 = \frac{1}{2\pi\sqrt{\frac{L_1}{2}\frac{C_1}{2}}} = \frac{1}{\pi\sqrt{L_1 C_1}}. \qquad (4\text{-}8)$$

Из выражений (4-7) и (4-8) можно определить параметры ячеек фильтра по заданным значениям частоты среза и сопротивления нагрузки:

$$L_1 = \frac{R_н}{\pi f_1}; \qquad (4\text{-}9)$$

$$C_1 = \frac{1}{\pi f_1 R_н}. \qquad (4\text{-}10)$$

Переходя обратно от элементарных Г-образных ячеек к обычным схемам фильтров, легко заключить, что в П-образных фильтрах все катушки должны иметь индуктивность L_1, конденсаторы по краям фильтра емкость $C_1/2$, а конденсаторы, стоящие между катушками, емкость C_1. В Т-образных фильтрах все конденсаторы должны иметь емкость C_1, катушки, стоящие по краям, индуктивность $L_1/2$, а катушки, стоящие между конденсаторами, индуктивность L_1.

Изменение полных сопротивлений элементов фильтра при переходе через частоту среза и, следовательно, крутизна среза характеристики фильтра будут тем меньше, чем больше сопротивления потерь элементов фильтра. Увеличение числа звеньев приводит к увеличению крутизны среза, однако при числе звеньев свыше 3—4 крутизна среза возрастает относительно мало. Отсутствие согласования фильтра с нагрузкой приводит к существенному ухудшению характеристики фильтра, как это можно видеть из примера экспериментально снятых характеристик согласованного и несогласованного фильтров, приведенных на рис. 4-11.

Вопрос об использовании Т-образных или П-образных фильтров обычно решается в зависимости от конкретных условий. Так, например, если в линии A (рис. 4-12) протекают ток низкой частоты Ω и ток высокой частоты ω и необходимо пропустить ток низкой частоты в линию B, не препятствуя прохождению тока высокой частоты по линии A, то можно использовать только Т-образный фильтр, так как при включении П-образного фильтра конденсатор, стоящий на его входе, создаст короткое замыкание для токов высокой частоты.

4-4. ФИЛЬТРЫ ВЕРХНИХ ЧАСТОТ

Фильтры верхних частот должны пропускать токи всех частот выше некоторой частоты, также называемой частотой среза, и задержи-

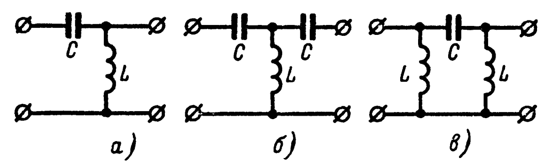


Рис. 4-13. Простейшие фильтры верхних частот.

а — Г-образный; *б* — Т-образный; *в* — П-образный.

вать токи всех частот ниже этой частоты. Схемы таких фильтров можно получить, заменив в схемах фильтров нижних частот, выполняющих обратную задачу, элементы, плохо проводящие токи высоких частот, на хорошо проводящие, и наоборот, т. е. заменив конденсаторы на катушки индуктивности, а катушки на конденсаторы (рис.4-13).

Типичная частотная характеристика затухания фильтра верхних частот приведена на рис. 4-14. Как и у фильтра нижних частот, эта характеристика тем больше приближается к идеальной, чем меньше потери в фильтре, больше число звеньев и чем лучше он согласован с нагрузкой. Волновое сопротивление фильтра определяется здесь также из условия равенства реактивной мощности в сопротивлениях противоположного характера, образующих Г-образные звенья, на которые может быть разбит весь фильтр. Например, Т-образный фильтр (рис.4-15) и П-образный фильтр (рис. 4-16) можно считать составленными каждый из двух Г-образных звеньев, если представить дроссели L_1 составленными из двух параллельно включенных дросселей индуктивностью $2L_1$ каждый, а конденсаторы C_1 — в виде последовательного соединения двух конденсаторов емкостью $2C_1$ каждый.

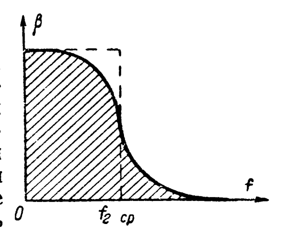


Рис. 4-14. Характеристика затухания фильтра верхних частот.

Используя соотношение (4-5), определим волновое сопротивление фильтра. Так как $X_1 = 1/2\omega C_1$ и $X_2 = 2\omega L_1$, то для фильтров верхних частот волновое сопротивление рассчитывается также по формуле

$$W = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}}.$$

Каждая из ячеек фильтра представляет собой колебательный контур, резонансная частота которого

$$f_2 = \frac{1}{2\pi\sqrt{2L_1 2C_1}} = \frac{1}{4\pi\sqrt{L_1 C_1}}. \quad (4\text{-}11)$$

На резонансной частоте сопротивления элементов ячеек фильтра одинаковы. С увеличением частоты сопротивление емкостей быстро

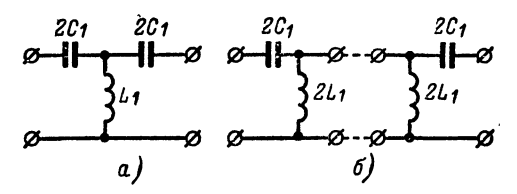


Рис. 4-15. Разделение Т-образного фильтра верхних частот (*а*) на две Г-образные ячейки (*б*).

падает, а индуктивностей — растет. Поэтому ток с частотой, которая значительно больше резонансной частоты, легко проходит от источника через конденсаторы фильтра к нагрузке, не испытывая заметного шунтирующего влияния со стороны катушек. Эквивалентное сопротивление звена имеет для тока этой частоты емкостный характер. Следовательно, фильтр будет прозрачен для частот более высоких, чем f_2. Для токов более низких частот сопротивление емкостей будет увеличиваться,

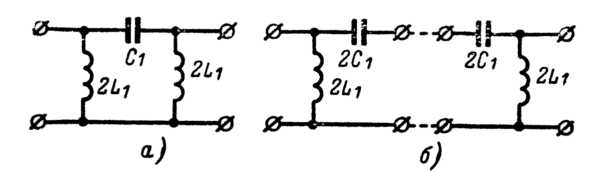


Рис. 4-16. Разделение П-образного фильтра верхних частот (*а*) на две Г-образные ячейки (*б*).

а индуктивностей уменьшаться, и ток от источника будет замыкаться через катушки, не проходя к нагрузке. Это проявляется тем резче, чем больше число звеньев в фильтре и чем меньше активные потери в них. Таким образом, резонансная частота ячеек f_2 является частотой среза фильтра.

По заданной частоте среза и сопротивлению нагрузки, используя условие $R_н = W$, легко получить формулы для расчета элементов фильтра верхних частот:

$$L_1 = \frac{R_н}{4\pi f_2}; \quad (4\text{-}12)$$

$$C_1 = \frac{1}{4\pi f_2 R_н}. \quad (4\text{-}13)$$

Переходя от элементарных ячеек к обычным схемам фильтров, легко заключить, что в Т-образных фильтрах крайние конденсаторы должны иметь емкость $2C_1$, а конденсаторы, стоящие между катушками, емкость C_1; все катушки должны иметь индуктивность L_1. В П-образных фильтрах крайние катушки должны иметь индуктивность $2L_1$, а катушки, стоящие между конденсаторами, индуктивность L_1; все конденсаторы должны иметь емкость C_1.

4-5. ПОЛОСОВЫЕ И ЗАГРАДИТЕЛЬНЫЕ ФИЛЬТРЫ

Часто в радиотехнических устройствах оказывается необходимым пропустить в некоторую цепь токи заданной полосы частот, лежащей в пределах от f_1 до f_2. Эту задачу можно решить путем последовательного включения фильтра нижних частот, имеющего частоту среза f_2, и фильтра верхних частот с частотой среза f_1. Результирующая характеристика затухания такого составного фильтра приведена на рис. 4-17.

Подобные полосовые фильтры можно получить как из Т-образных (рис. 4-18), так и из П-образных (рис. 4-19) фильтров. Однако чаще на практике используют в качестве элементов полосовых фильтров колебательные контуры (рис. 4-20).

Для токов с частотами, близкими к резонансной частоте, последовательный контур представляет малое, а параллельный весьма большое сопротивление. Поэтому эти токи почти беспрепятственно проходят через фильтр. Для токов же, частоты которых сильно отличаются от резонансной частоты, последовательный контур представляет значительное, а параллельный весьма малое реактивное сопротивление, вследствие чего эти токи не проходят через фильтр.

Одиночные контуры не обладают достаточно однородными свойствами в широком диапазоне частот, поэтому в тех случаях, когда важно получить особенно широкую полосу и постоянную степень передачи внутри нее, используют фильтры в виде систем связанных контуров. Широкая полоса пропускания и равномерное воздействие на пропускаемые токи обеспечивается сильной связью или расстройкой контуров друг относительно друга с использованием достаточно большого числа контуров в фильтре.

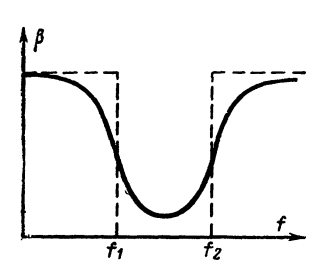


Рис. 4-17. Характеристика затухания полосового фильтра, составленного из фильтров верхних и нижних частот.

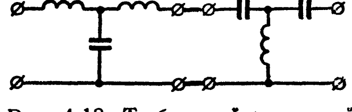


Рис. 4-18. Т-образный полосовой фильтр.

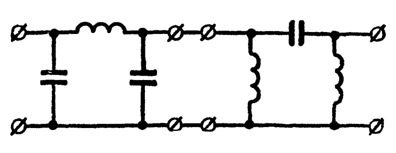


Рис. 4-19. П-образный полосовой фильтр.

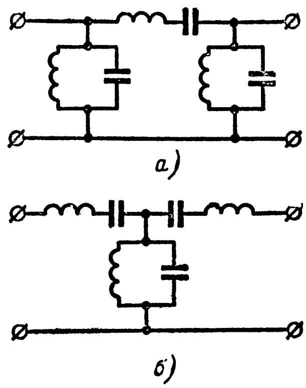


Рис. 4-20. Схемы полосовых фильтров, составленных из колебательных контуров. *а* — П-образный; *б* — Т-образный.

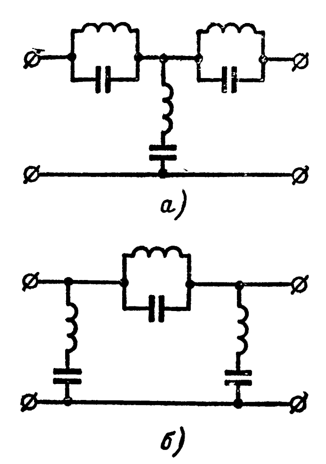


Рис. 4-21. Схемы заградительных фильтров.

а — Т-образный; *б* — П-образный.

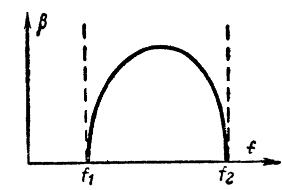


Рис. 4-22. Частотная характеристика заградительного фильтра.

Часто приходится решать обратную задачу: не пропускать через фильтр токи определенной полосы частот. Очевидно, что такой заградительный фильтр может быть получен из полосового фильтра простой переменой мест элементов, включенных последовательно и параллельно источнику (рис. 4-21). Характеристика затухания заградительного фильтра приведена на рис. 4-22.

Глава пятая

ДЛИННЫЕ ЛИНИИ

5-1. ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В ИДЕАЛЬНЫХ БЕСКОНЕЧНО ДЛИННЫХ ЛИНИЯХ

В предыдущих главах были рассмотрены свободные и вынужденные колебания в устройствах с ограниченными размерами. Однако в радиотехнике часто используются системы, имеющие весьма большие размеры. Для того чтобы выяснить, что следует понимать под выражением «весьма большие размеры», рассмотрим явления, происходящие в идеальной (т. е. лишенной потерь) системе, состоящей из двух одинаковых прямолинейных проводов неограниченной длины; такую систему называют идеальной *симметричной двухпроводной линией* (рис. 5-1).

До подключения источника в проводах линии тока нет. При подключении к началу линии, т. е. к ее входу, источника постоянного напряжения E (рис. 5-2) в ближайших к источнику участках проводов линии начинает проходить ток, так как в один из проводов поступают электроны с отрицательного полюса источника, а из другого провода электроны уходят к положительному полюсу. В результате ближайшие участки проводов линии заряжаются, между ними возникает напряжение, равное напряжению источника, этот участок линии начинает играть роль источника напряжения для последующего участка и т. д.

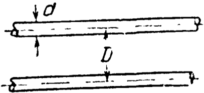


Рис. 5-1. Симметричная двухпроводная линия.

Таким образом, вдоль бесконечной линии от одного участка линии к другому начинает проходить ток, создающий вокруг проводов магнитное поле. Принято говорить, что вдоль линии распространяется электромагнитное возмущение, причем оно распространяется с очень большой, но все же конечной скоростью v, близкой к скорости света.

Не следует, однако, думать, что это означает, будто электроны, сошедшие в какой-то момент времени с зажима источника, через секунду окажутся на расстоянии 300 000 *км* от него. Скорость движения электронов в тысячи раз меньше, но появление их избытка в начале линии создает смещение электронов вдоль всей линии, подобно смещению звеньев единой цепочки. Как и в цепочке, следует различать скорость движения звеньев, которая может быть весьма малой, и скорость передачи движения (толчка) вдоль цепочки, которая может быть огромной. В линии такими «звеньями» являются электроны, а передаваемым тол-

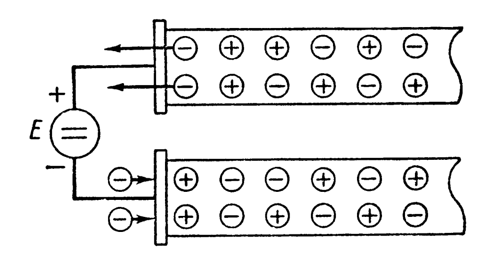


Рис. 5-2. Процессы в линии при подключении к ней источника постоянной э. д. с.

чком (сигналом) является изменение поля, которое и приводит в движение все электроны линии. Поэтому первопричиной движения электронов всегда следует считать распространяющиеся с огромной скоростью изменения поля.

Аналогичные явления происходят в линии при подключении к ее входу источника переменной э. д. с. Если в момент подключения линии к генератору напряжение на его зажимах максимально (рис. 5-3), то, начиная с момента времени $t = 0$ (рис. 5-3, *а*), напряжение распространяется вдоль линии и в некоторый момент времени $t = t_1$ (рис. 5-3, *б*) достигает точки, отстоящей от начала линии на расстоянии $x_1 = vt_1$. За это время напряжение на зажимах генератора уменьшится

до величины u_1. Промежуточные значения напряжения на генераторе достигнут точек, расположенных между началом линии и точкой x_1. Через промежуток времени $t_2 = T/4$ (где T — период напряжения ге-

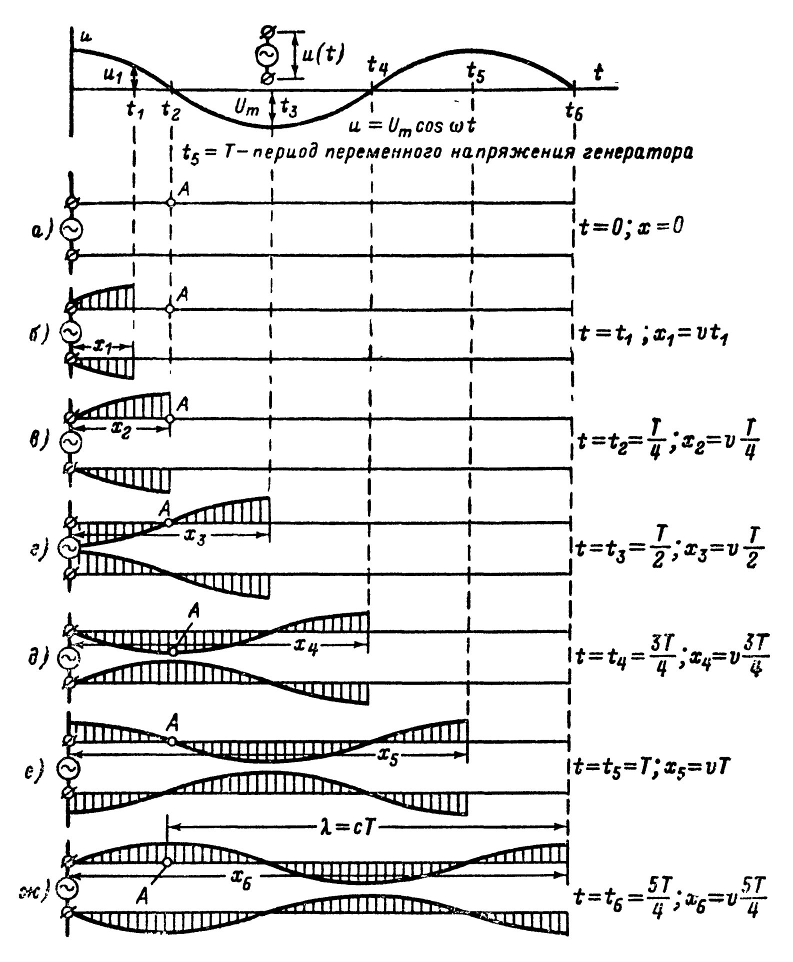


Рис. 5-3. Явления в бесконечно длинной линии при подключении ее к источнику переменной э. д. с.

нератора) первоначальное напряжение достигнет точки, удаленной от входа линии на расстояние $x_2 = vT/4$, а напряжение на зажимах генератора будет равно нулю (рис. 5-3, *в*). Еще через четверть периода в момент времени $t_3 = T/2$ (рис. 5-3, *г*) напряжение на зажимах генератора снова становится максимальным по величине, но отрицательным по

знаку. Первоначальное напряжение к этому времени достигает точки, удаленной от входа линии на расстояние $x_3 = vT/2$, а напряжение, равное нулю, достигает точки, удаленной от входа линии на расстояние x_2. Аналогичным образом можно проследить процесс для последующих моментов времени $t_4 = 3T/4$, $t_5 = T$ и $t_6 = 5T/4$.

Таким образом, переменное напряжение распространяется вдоль линии, создавая переменное электрическое поле (рис. 5-4, *а*). Это переменное напряжение создает в проводах переменный ток, а последний в свою очередь — переменное магнитное поле вокруг проводов (рис. 5-4, *б*).

Подключение источника переменной э. д. с. к бесконечной линии создает так называемые бегущие электромагнитные

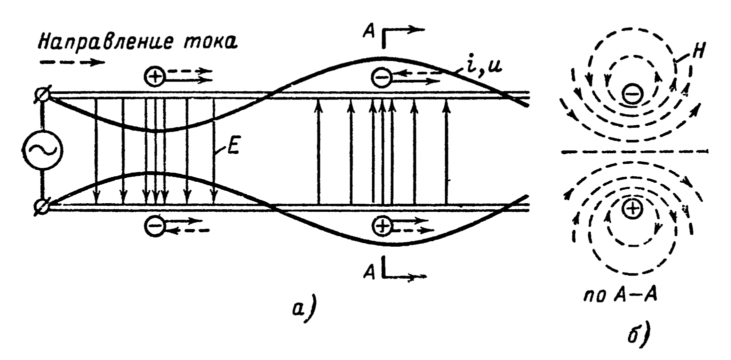


Рис. 5-4. Электрическое и магнитное поля двухпроводной линии.

волны, распространяющиеся вдоль линии в одном направлении. Одновременно вдоль линии распространяются волны переменного тока и напряжения. При распространении волн вдоль линии (см. рис. 5-3) значения напряжения, тока, напряженности электрического и магнитного полей на определенных расстояниях друг от друга повторяются. Расстояние между двумя ближайшими точками с одинаковыми значениями полей называют длиной электромагнитной волны.

Если в точке A (рис. 5-3) положительное максимальное значение напряжения было в момент времени t_2, то снова это значение напряжения будет в этой точке через время, равное периоду переменного напряжения источника. За это время предыдущее максимальное значение переместится на расстояние

$$\lambda = vT. \tag{5-1}$$

Поскольку период переменного напряжения источника — величина, обратная частоте ($T = 1/f$), то длина волны может быть подсчитана по формулам

$$\lambda = \frac{v}{f}; \tag{5-2}$$

$$\lambda = 2\pi \frac{v}{\omega}. \tag{5-3}$$

Волна напряжения, создаваемая генератором, приходит в различные точки провода с запаздыванием, зависящим от расстояния этих точек от входа линии (рис. 5-3). В момент времени $t = 0$, когда напряжение на генераторе максимально, в точке A никакого напряжения еще нет. Оно приходит в точку A через время $t_2 = T/4$, когда на генераторе напряжение падает до нуля. Иными словами, если напряжение на генераторе изменяется по закону $u = U \cos \omega t$, то в точке, расположенной на расстоянии x от входа линии, оно будет изменяться таким же образом, но с запаздыванием на промежуток времени $\Delta t = x/v$, за который электромагнитная волна доходит до этой точки. Следовательно, напряжение в ней изменяется по закону

$$u_x = U_m \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right). \tag{5-4}$$

Выражение (5-4) называется уравнением бегущей волны. С его помощью можно, зафиксировав какой-нибудь момент времени t, найти

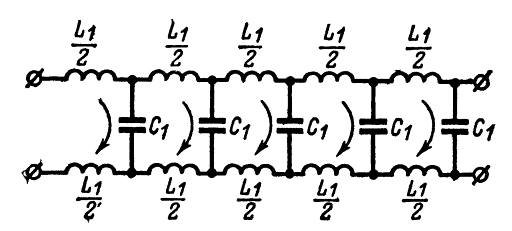


Рис. 5-5. Эквивалентная схема длинной линии.

распределение напряжения в данный момент времени вдоль линии или, зафиксировав некоторое значение координаты x, найти для данной точки зависимость напряжения от времени.

Из сказанного видно принципиальное отличие явлений в длинной линии от явлений, протекающих в катушках, конденсаторах или резисторах. Для последних характерно то, что фаза и амплитуда электрических колебаний в любых их точках одинаковы. В линиях же, размеры которых соизмеримы с длиной волны, фаза колебаний в различных точках различна. Следовательно, «длинной» в электрическом отношении следует считать линию, длина которой соизмерима с длиной волны. Обычно приходится учитывать эффект запаздывания прихода волны к концу линии, если ее длина превышает $0{,}1\ \lambda$. Кроме того, в отличие от рассмотренных ранее систем, в которых можно было легко указать элементы, где сосредоточивается электромагнитная энергия (катушки и конденсаторы), в длинных линиях это сделать невозможно. В них по всей длине проводов запасается как электрическая, так и магнитная энергия.

Рассмотренные ранее системы принято называть с и с т е м а м и с с о с р е д о т о ч е н н ы м и п а р а м е т р а м и. Длинная же линия представляет собой типичный пример с и с т е м ы с р а с п р е д е л е н н ы м и п а р а м е т р а м и. Каждая единица длины провода обладает некоторой индуктивностью. Кроме того, противоположные участки проводов, разделенных диэлектриком, образуют своего рода конденсаторы, обладающие некоторой емкостью. Индуктивность L_1 и емкость C_1, приходящиеся на единицу длины линии, называются п о г о н н ы м и и н д у к т и в н о с т я м и и е м к о с т я м и. Разбив

условно всю линию на элементарные участки, можно изобразить ее эквивалентную электрическую схему в виде последовательно соединенной цепочки ячеек, состоящих из индуктивностей L_1 и включенных между проводами емкостей C_1 (рис. 5-5). Эта эквивалентная схема позволяет выяснить целый ряд важных свойств и особенностей работы линий.

При распространении вдоль линии электромагнитной волны изменяется запас электрической и магнитной энергии в ее отдельных участках. Если за малый промежуток времени Δt волна переместилась вдоль линии на расстояние Δx (рис. 5-6), которое настолько мало, что ток на всем участке Δx можно считать одинаковым, то приращение магнитного потока, вызванное пришедшей волной, на этом участке будет равно индуктивности участка, умноженной на приращение тока в нем. В данном случае это приращение равно протекающему току, так как до прихода волны его в линии не было, т. е. $\Delta\Phi = Li = L_1 i\ \Delta x$. Это изменение потока должно создать в участке провода э. д. с. самоиндукции

$$e = \frac{\Delta\Phi}{\Delta t} = L_1 i \frac{\Delta x}{\Delta t} \qquad (5\text{-}5)$$

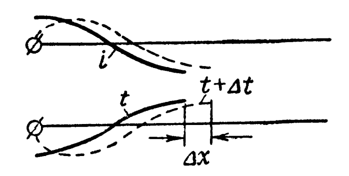


Рис. 5-6. Изменение распределения тока вдоль линии за малый отрезок времени.

(знаки э. д. с. мы далее не учитываем, поскольку в обоих проводах они противоположны). Под действием этой э. д. с. в распределенной емкости участка накапливается заряд $\Delta q = C_1 e \Delta x$, который приносится током i за рассматриваемый промежуток времени Δt, т. е. $\Delta q = i\Delta t$. Сравнив эти два равенства, получим:

$$e = \frac{i}{C_1}\frac{\Delta t}{\Delta x}. \qquad (5\text{-}6)$$

Приравнивая теперь выражения (5-5) и (5-6), получаем $(\Delta x/\Delta t)^2 = 1/L_1C_1$, но $\Delta x/\Delta t$ — скорость распространения электромагнитной волны вдоль линии. Следовательно,

$$v = \frac{1}{\sqrt{L_1C_1}}. \qquad (5\text{-}7)$$

Скорость распространения электромагнитной волны вдоль линии зависит от величины ее погонных емкостей и индуктивности. Чем они больше, тем меньше скорость распространения волны. Как показывает расчет, погонная емкость в фарадах на метр симметричной двухпроводной линии может быть найдена по формуле

$$C_1 = \frac{\varepsilon}{4\ln\frac{2D}{d}}\frac{1}{9\cdot 10^9}, \qquad (5\text{-}8)$$

а погонная индуктивность (в генри на метр) по формуле

$$L_1 = 4\,\mu \ln\frac{2D}{d}\,10^{-7}, \qquad (5\text{-}9)$$

где D и d — расстояние между осями проводов и диаметр провода (см. рис. 5-1), а ε и μ — диэлектрическая и магнитная проницаемости среды, окружающей провода.

Если подставить выражения (5-8) и (5-9) в формулу (5-7), то скорость распространения электромагнитной волны (в метрах в секунду)

$$v = \frac{3 \cdot 10^8}{\sqrt{\varepsilon\mu}}. \tag{5-10}$$

В вакууме $\varepsilon = \mu = 1$ и скорость распространения электромагнитных волн составляет $3 \cdot 10^8$ *м/сек*. Скорость распространения электромагнитных волн вдоль проводов такая же, как и в свободном пространстве, и определяется диэлектрической порницаемостью ε и магнитной проницаемостью μ среды, окружающей провода. Для проводов, разделенных воздушным промежутком, $\varepsilon \approx \mu \approx 1$ и $v \approx 3 \cdot 10^8$ *м/сек*.

При распространении бегущей волны линия поглощает всю энергию, отдаваемую ей генератором, ничего не возвращая обратно, поэтому она представляет для генератора чисто активную нагрузку. Следовательно, ток и напряжение в линии при бегущей волне должны совпадать по фазе. В каждом из участков длинной линии в индуктивности запасается энергия магнитного поля $W_L = (L_1 \Delta x I_m^2)/2$, где I_m — амплитуда тока в линии. Одновременно в емкости запасается энергия электрического поля $W_C = (C_1 \Delta x U_m^2)/2$, где U_m — амплитуда напряжения в линии. Энергия, запасаемая индуктивностью, должна быть равна энергии, запасаемой емкостью, так как иначе линия представляла бы собой некоторую индуктивную или емкостную нагрузку для генератора. Значит $(L_1 \Delta x I_m{}^2)/2 = (C_1 \Delta x U^2{}_m)/2$, откуда

$$\frac{U_m}{I_m} = \sqrt{\frac{L_1}{C_1}} = Z_0. \tag{5-11}$$

Здесь Z_0 — входное сопротивление линии при бегущей волне, называемое **волновым** или **характеристическим сопротивлением линии** (оно имеет чисто активный характер).

Входное сопротивление линии при бегущей волне одно и то же в любых ее точках, так как какие бы точки линии мы ни взяли, справа от них находится та же бесконечная линия, входное сопротивление которой равно ее волновому сопротивлению.

Распределенная емкость и индуктивность линии зависят только от диаметра ее проводов и расстояния между ними. Следовательно, и волновое сопротивление целиком определяется конструктивными параметрами линии и не зависит от частоты генератора. Подставив выражения (5-8) и (5-9) в формулу (5-11), получим:

$$Z_0 = 276 \lg \frac{2D}{d}. \tag{5-12}$$

Расстояние между осями проводов линии D и диаметр провода d выбираются из соображений конструктивного удобства, получения малых потерь, механической прочности и т. п. Для двухпроводных воздушных линий волновое сопротивление обычно лежит в пределах от 300 до 800 *ом*.

5-2. КОЛЕБАНИЯ В ЛИНИЯХ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ, РАЗОМКНУТЫХ НА КОНЦЕ

Для источника постоянного тока или токов низких частот линия конечной длины, разомкнутая на конце, в установившемся режиме всегда представляет собой бесконечно большое сопротивление. Для источников же высоких частот, для которых линия становится соизмери-

мой с длиной волны, ее сопротивление может иметь конечную и даже нулевую величину.

При рассмотрении явлений в линии конечной длины (рис. 5-7) более удобно вести отсчет расстояний от ее конца. При подключении линии к источнику питания в ней распространяется электромагнитная волна, которую принято называть падающей. Поскольку все изменения напряжения на входе линии передаются вдоль нее, то, начиная с некоторого момента времени, напряжение на конце, создаваемое падающей волной, будет изменяться по закону

$$u_{x=0} = U_m \cos \omega t. \tag{5-13}$$

Заряды, приходящие к концу линии, не могут идти дальше, и поэтому ток в конце линии

$$i_{x=0} = 0, \tag{5-14}$$

несмотря на наличие напряжения на конце линии.

Такие же условия создались бы на конце линии при подключении сюда генератора, работающего навстречу падающей волне и развивающего э. д. с., амплитуда и фаза которой такие же, как и у падающей волны. Действительно, при этом на заряды, находящиеся на конце, действовали бы в противоположных направлениях два одинаковых напряжения, и тока в точке с координатой $x = 0$ не было бы, несмотря на приходящие волны напряжения.

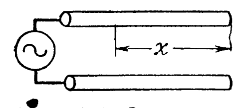


Рис. 5-7. Отрезок разомкнутой линии.

Поскольку все явления, происходящие на конце линии, со скоростью света передаются вдоль нее, то и во всей линии явления будут происходить так, как будто на ее конце включен генератор, создающий указанную выше э. д. с. Такой генератор создает в линии волну, бегущую от конца к началу и имеющую на конце такую же амплитуду и фазу, что и падающая волна. Эту волну принято называть **отраженной волной**.

Если падающая волна создает на конце напряжение, определяемое выражением (5-13), то напряжение в момент времени t в точке с координатой x будет создаваться волной, вышедшей от генератора позже на время $\Delta t = x/c$. Значит, в точке x падающая волна создает напряжение

$$u_{x\,\text{пад}} = U_m \cos \omega \left(t + \frac{x}{c}\right). \tag{5-15}$$

Одновременно в ту же точку приходит волна, отраженная от конца линии в момент времени, предшествующий моменту t на время, необходимое для прохождения пути x. Она создаст в данной точке напряжение

$$u_{x\,\text{отр}} = U_m \cos \omega \left(t - \frac{x}{c}\right). \tag{5-16}$$

Результирующее напряжение в этой точке равно сумме напряжений падающей и отраженной волн:

$$u_x = U_m \left[\cos \omega \left(t + \frac{x}{c}\right) + \cos \omega \left(t - \frac{x}{c}\right)\right].$$

Пользуясь известной тригонометрической формулой

$$\cos\alpha + \cos\beta = 2\cos\frac{\alpha+\beta}{2}\cos\frac{\alpha-\beta}{2},$$

получим:

$$u_x = 2U_m \cos\frac{\omega}{c}x\cos\omega t. \qquad (5\text{-}17)$$

Так как $\omega = 2\pi/T$ и $T = \lambda/c$, то $\omega/c = 2\pi/Tc = 2\pi/\lambda$. Поэтому

$$u_x = 2U_m \cos\frac{2\pi}{\lambda}x\cos\omega t. \qquad (5\text{-}18)$$

Это выражение называется уравнением стоячей волны напряжения.

Множитель, не зависящий от времени, стоящий перед членом $\cos\omega t$, выражает собой амплитуду колебательного процесса. В данном случае амплитуда напряжения меняется от точки к точке. На конце линии, где $x = 0$, напряжение $U_{x=0} = 2U_m$, т. е. амплитуда напряжения вдвое больше напряжения, создаваемого генератором, вследствие сложения падающей и отраженной волн. Принято говорить, что в точках, где амплитуда колебаний достигает максимума, находится пучность волны.

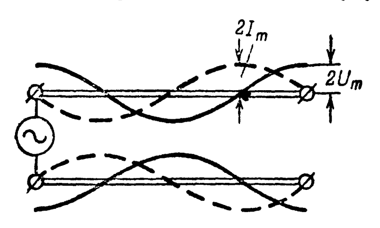


Рис. 5-8. Распределение амплитуд тока и напряжения в разомкнутой линии.

На расстоянии $x = 0{,}25\,\lambda$ от конца линии амплитуда напряжения $U_{x=0,5\lambda} = 0$, т. е. в любой момент времени в этой точке напряжение будет равно нулю вследствие взаимного уничтожения падающей и отраженной волн. Принято говорить, что в точках, где амплитуда колебаний становится минимальной, существует узел волны. В точке, удаленной от конца на расстояние $x = 0{,}5\lambda$, амплитуда колебаний снова равна $2U_m$, и через каждые полволны значения напряжений повторяются (рис. 5-8). Если в режиме бегущей волны амплитуда напряжения во всех точках линии одинакова, то в режиме стоячих волн она изменяется от точки к точке от удвоенного значения до нуля. Изменения эти следуют периодически через полволны.

Необходимо обратить внимание на то, что график, изображенный на рис. 5-8, представляет собой не мгновенные значения напряжения в отдельных точках линии, а амплитуду колебаний, происходящих в этих точках, мгновенные же значения напряжений могут быть в пределах от нуля до изображенного на рис. 5-9 амплитудного значения. На рис. 5-9 приведены графики распределения мгновенных значений напряжения вдоль одного провода линии в моменты времени t_1, t_2, t_3 и т. д.

Аналогичным образом можно найти распределение тока в проводах разомкнутой линии. Поскольку падающая и отраженная волны являются бегущими волнами, то их токи совпадают по фазе с напряже-

ниями. Поэтому на основании выражений (5-15) и (5-16) можно написать:

$$\left.\begin{aligned} i_{x\,\text{пад}} &= I_m \cos\omega\left(t+\frac{x}{c}\right); \\ i_{x\,\text{отр}} &= I_m \cos\omega\left(t-\frac{x}{c}\right). \end{aligned}\right\} \qquad (5\text{-}19)$$

Необходимо только учитывать, что отраженная волна напряжения создает ток, движущийся от конца линии к началу. Поэтому $i_{x\,\text{пад}}$ и $i_{x\,\text{отр}}$ проходят по линии в противоположных направлениях и

$$i_x = i_{x\,\text{пад}} - i_{x\,\text{отр}}. \qquad (5\text{-}20)$$

После преобразований, аналогичных рассмотренным, получим:

$$i_x = -2I_m \sin\frac{2\pi}{\lambda}x \sin\omega t = 2I_m \sin\frac{2\pi}{\lambda}x \cos(\omega t + 90°). \qquad (5\text{-}21)$$

Из последнего выражения видно, что амплитуда тока также изменяется от точки к точке, но характер этого изменения иной, чем у на-

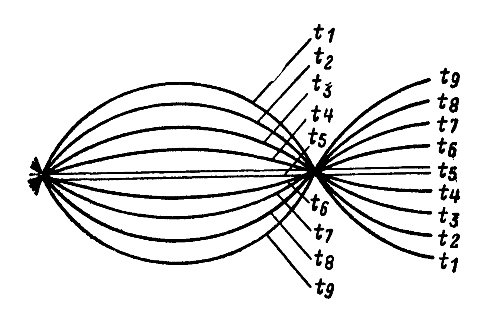


Рис. 5-9. Распределение мгновенных значений токов в разомкнутой линии в различные моменты времени.

пряжения. Так, на конце линии ($x = 0$) ток всегда равен нулю, на расстоянии $x = 0{,}25\lambda$ от конца линии амплитуда тока равна удвоенному значению тока генератора и т. д. Распределение амплитуд тока вдоль линии показано на рис. 5-8 штриховой линией. Легко видеть, что оно отличается от распределения амплитуд напряжения смещением на четверть волны. Из выражений (5-18) и (5-21) следует, что ток опережает напряжение по фазе на 90°. Это свидетельствует о реактивном характере сопротивления, которое представляет собой линия для источника, что естественно, поскольку она не поглощает энергии.

Если при наличии только бегущей волны входное сопротивление линий в любой ее точке одинаково и имеет активный характер, то при стоячей волне оно носит реактивный характер и может быть различной величины. Из рис. 5-8 видно, что входное сопротивление линии, равное отношению амплитуды напряжения к амплитуде тока, в различных точках линии неодинаково. Так, например, на расстоянии 0,25λ от конца линии амплитуда тока равна $2I_m$, а амплитуда напряжения — нулю. Следовательно, входное сопротивление здесь равно нулю. На расстоя-

нии 0,5λ от конца линии ток равен нулю, а напряжение равно $2U_m$ и, следовательно, входное сопротивление линии равно бесконечности (если к какому-либо элементу подводится напряжение и оно не создает в нем тока, то это означает, что элемент обладает бесконечно большим сопротивлением). Эти значения входного сопротивления повторяются периодически через полволны. В промежуточных точках входное сопротивление может принимать любые промежуточные значения от нуля до бесконечности.

Поскольку разомкнутая линия без потерь не поглощает энергии, а только в течение некоторой части периода запасает ее, а затем возвращает обратно источнику, она представляет для генератора чисто реактивную нагрузку. Если разделить выражение (5-18) для амплитуды напряжения на выражение (5-21) для амплитуды тока, и учесть, что опережение напряжения током на 90° отмечается символом — j, то получится значение входного сопротивления разомкнутой линии

$$X_{вх} = -j\frac{U_m}{I_m}\operatorname{ctg}\frac{2\pi}{\lambda}x.$$

Учитывая, что отношение амплитуд напряжения и тока представляет собой волновое сопротивление линии,

$$X_{вх} = -jZ_0\operatorname{ctg}\frac{2\pi}{\lambda}x. \qquad (5\text{-}22)$$

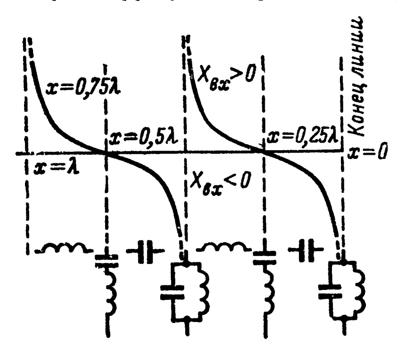


Рис. 5-10. Зависимость входного сопротивления разомкнутой линии без потерь от ее длины.

Из графика зависимости входного сопротивления линии без потерь от ее длины (рис. 5-10) видно, что входное сопротивление линии может иметь любое значение от $+\infty$ до $-\infty$, т. е. в зависимости от длины линия может быть эквивалентна любой индуктивности или емкости. В тех точках, где реактивное сопротивление линии становится равным нулю или бесконечности, она по своим свойствам подобна колебательному контуру без потерь соответственно при резонансе напряжений или токов.

По сравнению с обычным колебательным контуром линия имеет ряд существенных особенностей. Ее реактивное входное сопротивление становится равным нулю или бесконечности не на одной волне, как у обычного колебательного контура, а на бесконечной последовательности волн, целое число четвертей которых укладывается в линии, т. е. линия имеет бесконечное множество резонансных частот.

Изменяя длину линии, можно менять ее резонансную частоту, т. е. перестраивать ее с одной волны на другую. Поэтому такую линию часто называют настраиваемой. Так как распределение тока и напряжения вдоль линии при стоячей волне различно, то электрическая и магнитная энергии распределяются между различными участками линии неравномерно. У разомкнутой линии участок около ее конца обладает бо́льшим запасом электрической энергии, чем магнитной, так как напряжение между проводами велико, а ток в них мал, а участок, в пределах которого амплитуда тока близка к максимальной, обладает бо́льшим запасом магнитной энергии, чем электрической. Если в линии со

стоячими волнами укладывается целое число четвертей волн, то запасы электрической и магнитной энергий в ней будут одинаковыми и она будет иметь активное сопротивление. Если же такую линию несколько укоротить или удлинить, то ее входное сопротивление станет реактивным. Характер его будет определяться преобладанием того или иного вида энергии, запасенной в отрезанном (прибавленном) участке.

5-3. КОЛЕБАНИЯ В ЛИНИЯХ КОНЕЧНОЙ ДЛИНЫ, КОРОТКОЗАМКНУТЫХ НА КОНЦЕ

Как и в линии с разомкнутым концом, все особенности режима работы короткозамкнутой линии определяются условиями, создающимися на ее конце. Вследствие короткого замыкания проводов на конце линии здесь между ними нет разности потенциалов, т. е. $U_{x=0} = 0$. На конце линии были бы те же условия, если бы вместо замыкающей перемычки был подключен генератор, создающий напряжение, равное и противофазное напряжению падающей волны. Такой генератор создавал бы в линии отраженную волну напряжения, имеющую на конце фазу, противоположную фазе падающей волны. Поэтому при определении распределения напряжения в линии надо в выражении (5-16) вместо знака плюс поставить знак минус.

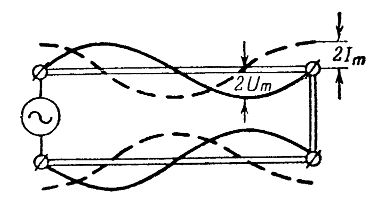


Рис. 5-11. Распределение амплитуд тока и напряжения в линии, короткозамкнутой на конце.

Аналогично переворачивается фаза волны тока, распространяющегося в направлении, противоположном падающей волне. Поскольку изменение фазы на 180° равносильно изменению направления тока на обратное, то это означает, что токи падающей и отраженной волн совпадают по фазе, и в выражении (5-20) знак минус должен быть заменен на знак плюс. Иными словами, в случае короткого замыкания распределение тока получится таким, каким было распределение напряжения в разомкнутой линии, а распределение напряжения таким, каким было распределение тока. Поэтому, не повторяя выводов предыдущего параграфа, можно написать:

$$u_x = -2U_m \sin\frac{2\pi}{\lambda}x \sin\omega t = 2U_m \sin\frac{2\pi}{\lambda}x \cos(\omega t + 90°); \quad (5\text{-}23)$$

$$i_x = 2I_m \cos\frac{2\pi}{\lambda}x \cos\omega t. \quad (5\text{-}24)$$

Сдвиг по фазе тока и напряжения на четверть периода (рис. 5-11) указывает на реактивный характер входного сопротивления линии, однако здесь в отличие от разомкнутой линии ток отстает от напряжения на 90°, что отмечается множителем $+j$:

$$X_{вх} = jZ_0 \operatorname{tg}\frac{2\pi}{\lambda}x. \quad (5\text{-}25)$$

Выражение (5-25) показывает, что линия может иметь входное сопротивление реактивного характера любой величины от $+\infty$ до $-\infty$, т. е. представлять собой любую емкость или индуктивность в зависимости от ее длины, выраженной в длинах волн x/λ и называемой **электрической длиной**. При длине короткозамкнутой линии $0,25\lambda$, $0,75\lambda$, $1,25\lambda$ и т. д. ее входное сопротивление равно бесконечности. При этом она ведет себя как идеальный параллельный контур, настроенный в резонанс. Для генератора, работающего с частотой, при которой в линии укладывается несколько больше целого нечетного числа четвертей волн, она представляет емкостное сопротивление, а для генератора, работающего с частотой, при которой в линии укладывается несколько меньше, чем целое нечетное число четвертей волн, — индуктивное. При длине линии $0,5\lambda$, 1λ, $1,5\lambda$ и т. д. ее входное сопротивление равно нулю, и линия ведет себя аналогично идеальному последовательному контуру, настроенному в резонанс. Сопротивление ее генератору, создающему колебания с частотой меньше разонансной, имеет емкостный, а сопротивление генератору, частота которого больше резонансной, индуктивный характер.

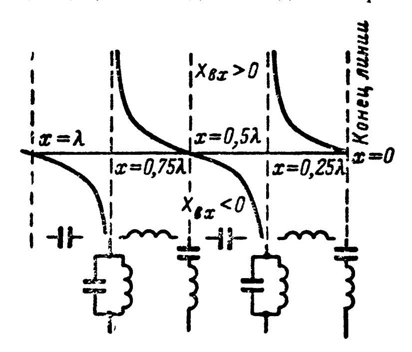


Рис. 5-12. Зависимость входного сопротивления линии, короткозамкнутой на конце, от ее длины.

На графике зависимости входного сопротивления короткозамкнутой линии от ее длины (рис. 5-12) указаны области, в которых линия эквивалентна последовательному или параллельному контуру, емкости или индуктивности. Сравнение рис. 5-10 и 5-12 показывает, что короткозамкнутые и разомкнутые линии взаимозаменяемы. Их входные сопротивления одинаковы, если длина одной из них больше или меньше другой на четверть длины волны.

5-4. КОЛЕБАНИЯ В ЛИНИЯХ, ЗАМКНУТЫХ НА КОНЦЕ НА РЕАКТИВНУЮ НАГРУЗКУ

Если подключить к концу разомкнутой линии емкость или индуктивность, то из-за отсутствия потерь энергии на конце линии в ней установятся стоячие волны, а ее входное сопротивление будет иметь чисто реактивный характер. В линии при этом изменится только распределение амплитуд стоячих волн. Если на конце разомкнутой линии ток всегда был равен нулю, то теперь этого не будет, так как через емкость или индуктивность, на которые нагружена линия, будет течь некоторый ток.

Для выяснения характера распределения стоячих волн при нагрузке линии на реактивное сопротивление удобно заменить включенную на конце нагрузку соответствующим отрезком разомкнутой линии. Из графиков, приведенных на рис. 5-10, находим длину эквивалентного отрезка линии, реактивное сопротивление которого равно сопротивлению нагрузки, и присоединяем его мысленно к концу линии вместо нагрузки.

На получившейся удлиненной разомкнутой линии строим распределение токов и напряжений. Та часть графика, которая расположится на реальном участке, и будет представлять новое распределение стоячих волн в линии.

Рассмотрим сначала случай, когда на конце линии включена емкость (рис. 5-13). Вследствие того что включение емкости эквивалентно удлинению разомкнутой линии на величину менее 0,25λ, первый от

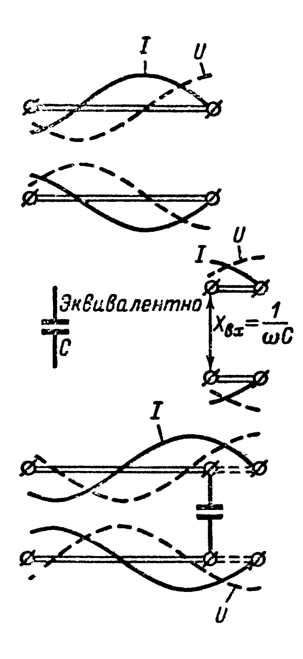


Рис. 5-13. Распределение амплитуд тока и напряжения вдоль линии, нагруженной на емкость.

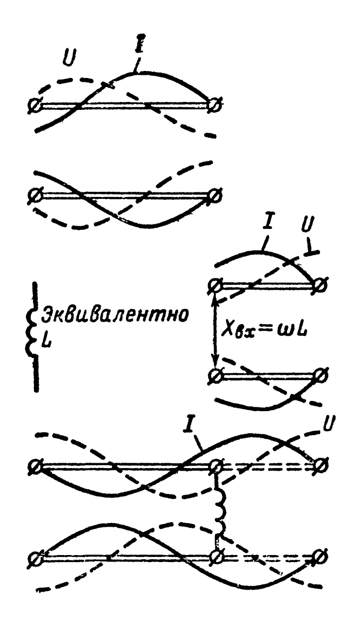


Рис. 5-14. Распределение амплитуд напряжения и тока в линии, нагруженной на индуктивность.

конца минимум напряжения (или максимум тока) приблизится к концу линии, но будет находиться перед ним. Таким образом, в конце линии находятся нисходящая часть кривой напряжения (если идти по направлению к началу линии) и восходящая часть кривой тока.

При индуктивной нагрузке эквивалентное удлинение больше 0,25λ, и минимум напряжения сместится за конец линии. Поэтому в конце линии окажутся восходящая часть кривой напряжения и нисходящая часть кривой тока (рис. 5-14).

Зная распределение тока и напряжения вдоль линии, а также ее волновое сопротивление, можно определить величину и характер нагрузки, включенной на конце.

5-5. КОЛЕБАНИЯ В ЛИНИЯХ, НАГРУЖЕННЫХ НА АКТИВНОЕ СОПРОТИВЛЕНИЕ

В тех случаях, когда длинная линия используется для передачи высокочастотной энергии, нагрузку, включаемую на ее конце, следует подбирать так, чтобы она полностью поглощала энергию, приносимую падающей волной, и не создавала в линии отраженной волны. Для этого необходимо, чтобы нагрузка имела чисто активный характер. Величину нагрузки можно определить из рассмотрения явлений в бесконечно длинной линии, проведенного в § 5-1. Входное сопротивление бесконечной линии равно ее волновому сопротивлению. Следовательно, если разрезать такую линию и заменить ее бесконечно длинную часть активным сопротивлением, равным волновому сопротивлению (рис. 5-15), то явления в оставшейся части линии конечной длины не изменяются, т. е. в ней будут распространяться бегущие волны, энергия которых полностью поглотится нагрузкой. Такую линию называют *согласованной с нагрузкой*. При любых других сопротивлениях нагрузки часть энергии не будет поглощаться и в линии возникнут отраженные волны.

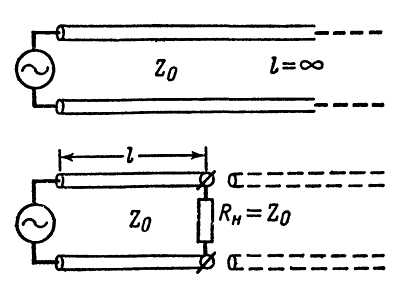


Рис. 5-15. Замена бесконечной линии активным сопротивлением, равным ее волновому сопротивлению.

При амплитуде падающей волны напряжения $U_{\text{пад}}$ амплитуда падающей волны тока во всех точках линии равна:

$$I_{\text{пад}} = \frac{U_{\text{пад}}}{Z_0}. \qquad (5\text{-}26)$$

На конце линии падающая волна напряжения создает ток

$$I_{\text{н}} = \frac{U_{\text{пад}}}{R_{\text{н}}}. \qquad (5\text{-}27)$$

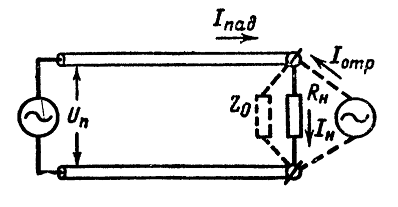


Рис. 5-16. Линия, нагруженная на произвольное активное сопротивление.

Такой ток мог бы проходить на конце линии, если бы к нему был присоединен генератор переменного тока (рис. 5-16), создающий ток, равный разности токов падающей волны и тока $I_{\text{н}}$ на конце линии:

$$I_{\text{отр}} = I_{\text{н}} - I_{\text{пад}} = \frac{U_{\text{пад}}(Z_0 - R_{\text{н}})}{R_{\text{н}} Z_0}. \qquad (5\text{-}28)$$

Генератор этот создал бы в линии волну тока и напряжения, распространяющуюся от конца линии к ее началу, т. е. отраженную волну.

Для такого генератора нагрузкой $R_{\text{общ}}$ служит параллельное соединение сопротивления, включенного на конце, и входного сопротивления линии, которое, если нет отражений от начала, равно волновому

сопротивлению линии. Следовательно,

$$\frac{1}{R_{общ}} = \frac{1}{R_н} + \frac{1}{Z_0}, \tag{5-20}$$

откуда сопротивление нагрузки для генератора, включенного на конце

$$R_{общ} = \frac{R_н Z_0}{R_н + Z_0}. \tag{5-30}$$

Поэтому амплитуда напряжения, создаваемого этим генератором на конце линии, т. е. напряжение отраженной волны,

$$U_{отр} = I_{отр} R_{общ} = I_{отр} \frac{R_н Z_0}{R_н + Z_0}. \tag{5-31}$$

Из выражений (5-28), (5-30) и (5-31) получаем:

$$U_{отр} = U_{пад} \frac{Z_0 - R_н}{R_н + Z_0};$$

отсюда можно определить **коэффициент отражения** в линии:

$$p = \frac{U_{отр}}{U_{пад}} = \frac{Z_0 - R_н}{R_н + Z_0}. \tag{5-32}$$

Если на конце линии включено сопротивление, равное ее волновому сопротивлению, то ток $I_н = I_{пад}$, ток $I_{отр} = 0$, отражение в линии отсутствует и согласно формуле (5-32) коэффициент отражения равен нулю. В тех же случаях, когда сопротивление на конце линии больше ее волнового сопротивления, через него протекает ток $I_н < I_{пад}$ и, следовательно, ток кажущегося генератора на конце линии должен вычитаться из тока падающей волны, т. е. должен иметь противоположную фазу. Поэтому на конце возникает узел тока.

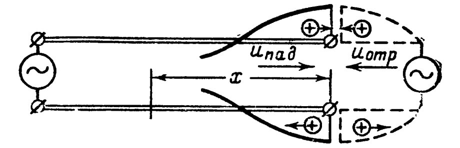


Рис. 5-17. Падающая и отраженная волны напряжения, вызывающие перемещение зарядов в противоположных направлениях.

Знак напряжения отраженной волны всегда противоположен знаку ее тока. Действительно, если положительная полуволна напряжения падающей волны заставляет заряды в верхнем проводе двигаться к нагрузке, то положительная полуволна напряжения отраженной волны перемещает их к началу линии, т. е. в отрицательном направлении (рис. 5-17). Таким образом, на конце будет создаваться пучность напряжения.

Если сопротивление нагрузки на конце линии меньше ее волнового сопротивления, то $I_н > I_{пад}$ и ток кажущегося генератора на конце линии увеличивает ток падающей волны, что происходит, когда их фазы

совпадают. Поэтому в данном случае на конце линии будет пучность тока и, следовательно, узел напряжения. Узлы чередуются с пучностями через каждые четверть волны, поскольку падающая волна на этом расстоянии увеличивает фазу на $\pi/2$, а отраженная волна на столько же ее уменьшает (или наоборот). Поэтому на расстояниях в четверть волны друг от друга сложение волн будет сменяться их вычитанием.

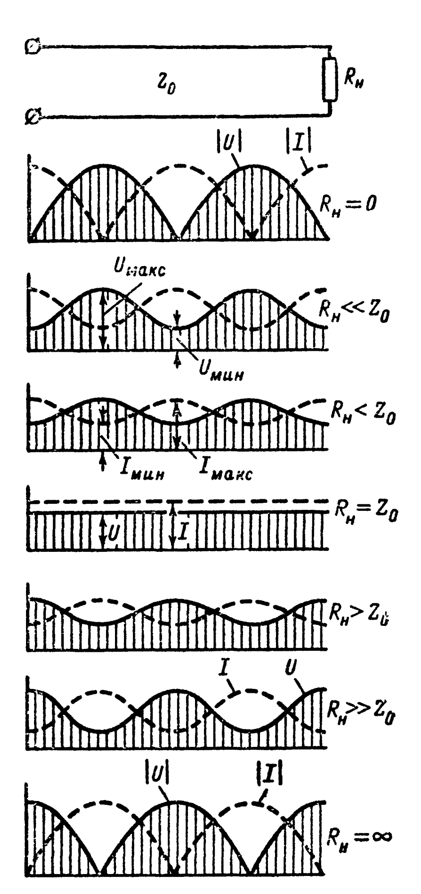


Рис. 5-18. Распределение амплитуд тока и напряжения в линии, нагруженной на активные сопротивления различной величины.

В отличие от случая реактивной нагрузки при активной нагрузке часть энергии всегда поглощается нагрузкой и в линии, кроме стоячих волн, всегда присутствуют бегущие волны, переносящие эту энергию. Поэтому амплитуды токов и напряжений никогда не будут достигать в пучностях удвоенного, а в узлах нулевого значения амплитуды бегущей волны (за исключением двух крайних случаев, когда $R_н = 0$ и $R_н = \infty$, которые соответствуют рассмотренным ранее случаям короткого замыкания линии и линии, разомкнутой на конце).

Чем ближе сопротивление нагрузки к волновому сопротивлению линии, тем меньше отражение от конца, меньше амплитуда стоячих волн и больше амплитуда бегущей волны, т. е. тем лучше согласование линии с нагрузкой. Это можно проследить по серии графиков распределения напряжения в линии при различных значениях сопротивления нагрузки (рис. 5-18).

Распределение напряжения или тока в линии со стоячими и бегущими волнами принято характеризовать коэффициентом бегущей волны, равным отношению напряжений или токов в узле и пучности:

$$k = \frac{U_{мин}}{U_{макс}} = \frac{I_{мин}}{I_{макс}}.$$

В случае бегущих волн $k = 1$, а в случае стоячих волн $k = 0$. Коэффициент бегущей волны характеризует степень рассогласования линии с нагрузкой. Поскольку узел возникает там, где отраженная волна вычитается из падающей, а пучность там, где они складываются, то $U_{макс} = U_{пад} + U_{отр}$, а $U_{мин} = U_{пад} - U_{отр}$. Поэтому коэффициент

бегущей волны

$$k = \frac{U_{\text{пад}} - U_{\text{отр}}}{U_{\text{пад}} + U_{\text{отр}}}.$$

Разделив числитель и знаменатель на $U_{\text{пад}}$, получим:

$$k = \frac{1 - \frac{U_{\text{отр}}}{U_{\text{пад}}}}{1 + \frac{U_{\text{отр}}}{U_{\text{пад}}}} = \frac{1 - p}{1 + p}.$$

Подставим теперь сюда выражение для коэффициента отражения

$$p = \frac{Z_0 - R_{\text{н}}}{Z_0 + R_{\text{н}}}.$$

Тогда

$$k = \frac{R_{\text{н}}}{Z_0}.$$

Из формулы (5-32) видно, что при $R_{\text{н}} > Z_0$ коэффициент отражения становится отрицательным. Это означает изменение фазы отраженной волны на обратную (по сравнению со случаем, когда $Z_0 < R_{\text{н}}$), т. е.

$$p = \frac{R_{\text{н}} - Z_0}{R_{\text{н}} + Z_0}.$$

Подставляя эти равенства в общее выражение коэффициента бегущей волны, получаем для случая, когда $Z_0 < R_{\text{н}}$,

$$k = \frac{Z_0}{R_{\text{н}}}.$$

Следовательно, по величине коэффициента бегущей волны можно судить о том, во сколько раз сопротивление нагрузки больше или меньше волнового сопротивления линии. Определив коэффициент бегущей волны экспериментальным путем, легко ответить на вопрос, во сколько раз нужно изменить сопротивление нагрузки или волновое сопротивление линии для того, чтобы получить полное согласование.

На практике часто пользуются обратной величиной

$$\frac{1}{k} = \frac{U_{\text{макс}}}{U_{\text{мин}}},$$

называемой **коэффициентом стоячей волны**.

Так как условие согласования линии с нагрузкой состоит в том, что последняя должна иметь чисто активный характер и быть равной волновому сопротивлению линии, то можно соединить две линии, не создавая в месте соединения отражений энергии, если их волновые сопротивления одинаковы. К линии, также не создавая отражения, можно присоединить на конце две другие линии, если волновые сопротивления каждой из присоединяемых линий в 2 раза больше волнового сопротивления основной линии.

5-6. КОЛЕБАНИЯ В ЛИНИЯХ, НАГРУЖЕННЫХ НА КОМПЛЕКСНУЮ НАГРУЗКУ

В общем случае, когда на конце линии включена смешанная нагрузка, состоящая из активного и реактивного сопротивлений, часть энергии поглощается в ней, а часть отражается, и в линии одновременно существуют стоячие и бегущие волны, а ее входное сопротивление имеет как активную, так и реактивную составляющие.

При наличии отражения ток в произвольной точке линии, отстоящей на расстояние x от ее конца, представляет собой сумму токов падающей и отраженной волн:

$$i_x = i_{x\,\text{пад}} + i_{x\,\text{отр}} = I_{m\,\text{пад}} \cos \omega \left(t + \frac{x}{c}\right) + I_{m\,\text{отр}} \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c}\right) \pm \varphi\right], \tag{5-33}$$

где φ — угол дополнительного сдвига фаз, вызванный отражением волн от комплексной нагрузки.

Вследствие того что отражается только часть энергии падающей волны, амплитуда отраженной волны составляет некоторую долю от амплитуды падающей волны:

$$I_{m\,\text{отр}} = p I_{m\,\text{пад}}. \tag{5-34}$$

Множитель p (коэффициент отражения) выражает отношение амплитуды отраженной волны к амплитуде падающей.

Поскольку падающая и отраженная волны являются бегущими, то линия представляет для них сопротивление, равное волновому. Поэтому напряжение, создаваемое током падающей волны,

$$u_{x\,\text{пад}} = Z_0\, i_{x\,\text{пад}} = Z_0\, I_{m\,\text{пад}} \cos \omega \left(t + \frac{x}{c}\right).$$

Знак напряжения, создаваемого током отраженной волны, как было показано в предыдущем параграфе, всегда противоположен знаку тока. Поэтому

$$u_{x\,\text{отр}} = -Z_0\, i_{x\,\text{отр}} = -Z_0\, I_{m\,\text{отр}} \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c}\right) \pm \varphi\right],$$

и результирующее напряжение в произвольной точке линии

$$u_x = u_{x\,\text{пад}} + u_{x\,\text{отр}} = Z_0 \left\{ I_{m\,\text{пад}} \cos \omega \left(t + \frac{x}{c}\right) - I_{m\,\text{пад}} \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c}\right) \pm \varphi\right] \right\}. \tag{5-35}$$

Выражения (5-33) и (5-35) позволяют найти отношение напряжения к току в точке x:

$$\frac{u_x}{i_x} = Z_0 \frac{I_{m\,\text{пад}} \cos \omega \left(t + \frac{x}{c}\right) - I_{m\,\text{отр}} \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c}\right) \pm \varphi\right]}{I_{m\,\text{пад}} \cos \omega \left(t + \frac{x}{c}\right) + I_{m\,\text{отр}} \cos \left[\omega \left(t - \frac{x}{c}\right) \pm \varphi\right]}. \tag{5-36}$$

В качестве примера рассмотрим случай нагрузки четвертьволновой линии на чисто активное сопротивление. Подставляя в общее вы-

ражение (5-36) $x = 0{,}25\lambda$ и $\varphi = 0$, получаем:

$$\frac{u_{\text{вх}}}{i_{\text{вх}}} = Z_0 \frac{I_{m\,\text{пад}} \cos \omega \left(t + \frac{T}{4}\right) - I_{m\,\text{отр}} \cos \omega \left(t - \frac{T}{4}\right)}{I_{m\,\text{пад}} \cos \omega \left(t + \frac{T}{4}\right) + I_{m\,\text{отр}} \cos \omega \left(t - \frac{T}{4}\right)}.$$

Так как $\cos(\omega t + 90°) = -\sin \omega t$ и $\cos(\omega t - 90°) = \sin \omega t$, то после сокращения числителя и знаменателя на $\sin \omega t$ найдем, что

$$Z_{\text{вх}} = Z_0 \frac{I_{m\,\text{пад}} + I_{m\,\text{отр}}}{I_{m\,\text{пад}} - I_{m\,\text{отр}}} = \frac{1-p}{1+p}. \tag{5-37}$$

Подставив затем значение коэффициента отражения из формулы (5-32), получим:

$$Z_{\text{вх}} = R_{\text{вх}} = \frac{Z_0^2}{R_{\text{н}}}. \tag{5-38}$$

Равенство (5-36) справедливо для любой точки линии и в любой момент времени. Напишем его для момента времени $t = 0$ для конца линии, т. е. при $x = 0$, где входное сопротивление должно равняться сопротивлению ее нагрузки:

$$Z_{x-0} = Z_{\text{н}} = Z_0 \frac{I_{m\,\text{пад}} - I_{m\,\text{отр}} \cos \varphi}{I_{m\,\text{пад}} + I_{m\,\text{отр}} \cos \varphi}.$$

Отсюда относительное сопротивление нагрузки

$$\frac{Z_{\text{н}}}{Z_0} = \frac{I_{m\,\text{пад}} - I_{m\,\text{отр}} \cos \varphi}{I_{m\,\text{пад}} + I_{m\,\text{отр}} \cos \varphi} = \frac{1 - p\cos\varphi}{1 + p\cos\varphi}. \tag{5-39}$$

Вычитая единицу из обеих частей равенства, получаем:

$$\frac{Z_{\text{н}}}{Z_0} - 1 = \frac{-2p\cos\varphi}{1 + p\cos\varphi},$$

а прибавляя единицу к обеим частям равенства, получаем:

$$\frac{Z_{\text{н}}}{Z_0} + 1 = \frac{2}{1 + p\cos\varphi}.$$

Разделив последние два равенства друг на друга, найдем:

$$\frac{Z_{\text{н}} - Z_0}{Z_{\text{н}} + Z_0} = -p\cos\varphi. \tag{5-40}$$

Полученная формула связывает величину коэффициента отражения с сопротивлением нагрузки. Поскольку волновое сопротивление линии имеет чисто активный характер, то коэффициент отражения может быть равен нулю только в том случае, если сопротивление нагрузки также имеет чисто активный характер и равно волновому сопротивлению.

5-7. РЕАЛЬНЫЕ ЛИНИИ С ПОТЕРЯМИ ЭНЕРГИИ

До сих пор мы рассматривали только идеальные линии, считая что тепловые потери и утечки в них отсутствуют. Реальные линии по своим свойствам близки к идеальным; на практике чаще всего пользуются для расчета формулами, выведенными для идеальных линий. При

этом результаты расчета тем точнее, чем короче линия, больше диаметр проводов и лучше изоляция. Однако в некоторых случаях пренебрежение потерями в линии приводит к значительным ошибкам.

При бегущих волнах потери приводят к постоянному уменьшению амплитуд тока и напряжения вдоль линии. При наличии в линии стоя-

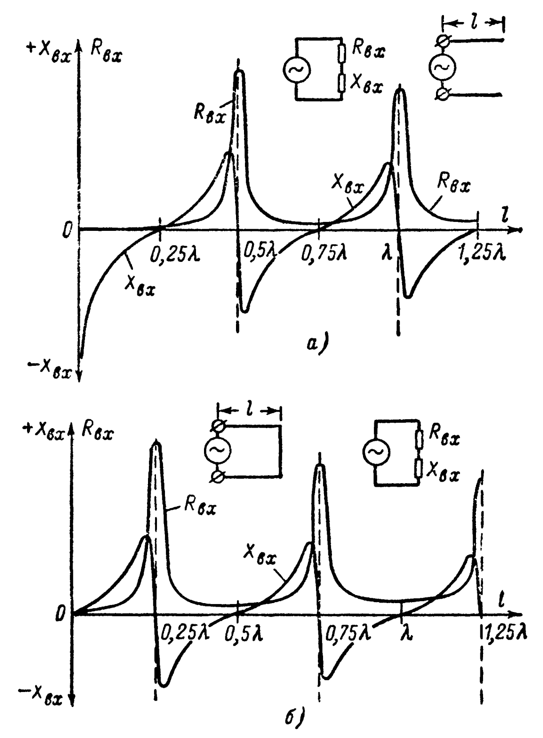


Рис. 5-19. Зависимость активной и реактивной составляющих входного сопротивления разомкнутой и короткозамкнутой линий с потерями от их длины.

чих волн амплитуды напряжения и тока на отдельных ее участках резко возрастают, что приводит к значительному увеличению потерь в проводах линии (на нагрев проводов, из-за утечек тока через изоляторы, потерь в диэлектрике и др.). В результате этого к. п. д. линии значительно снижается. Поэтому для передачи энергии всегда желательно иметь линию с возможно бо́льшим коэффициентом бегущей волны.

Наличие потерь приводит к тому, что входное сопротивление линии, помимо реактивной составляющей, всегда имеет еще и активную составляющую. Поэтому при резонансе напряжений, как и у колебательных систем с сосредоточенными постоянными, входное сопротив-

ление линии не равно нулю, а при резонансе токов оно не становится бесконечно большим.

Сравнение графика зависимостей входного сопротивления разомкнутой (рис. 5-19, *а*) линии с потерями от ее длины с графиками для идеальных линий (см. рис. 5-10 и 5-12) показывает, что в результате потерь в линии, во-первых, ее входное сопротивление имеет активную составляющую, которая при резонансе напряжений возрастает, а при резонансе токов уменьшается с увеличением длины линии, причем резонансная характеристика линии становится менее острой. Во-вторых, закон изменения реактивной составляющей входного сопротивления линии мало отличается от изменения реактивной составляющей входного сопротивления идеальной линии, за исключением области непосредственно вблизи резонанса; в этой области величина реактивного

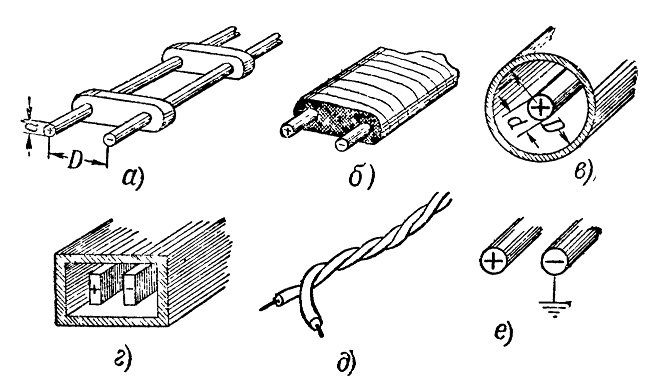


Рис. 5-20. Различные конструкции длинных линий.

сопротивления не стремится к бесконечности, а резко падает до нуля и затем также резко возрастает, изменив свой знак (при резонансе реактивное сопротивление линии всегда равно нулю). Следовательно, за исключением указанной области около резонанса для расчета реактивной части входного сопротивления линии можно пользоваться формулами (5-22) или (5-25) идеальной линии.

Необходимо отметить, что при резонансе токов входное сопротивление линии в сотни, а иногда и в тысячи раз больше входного сопротивления линии при резонансе напряжений. Поэтому нагрузка источника, питающего линию, с изменением волны может резко изменяться.

Существует большое число различных конструкций фидерных линий (рис. 5-20). На рис. 5-20, *а* показана двухпроводная симметричная воздушная линия. Диаметр ее проводов и расстояние между ними выбирают в зависимости от мощности источника, к которому она подключается, и требуемого волнового сопротивления, которое для линий такого вида практически удается получить в пределах 300—800 *ом*. Расчет волнового сопротивления Z_0 такой линии в зависимости от расстояния между проводами D при заданном их диаметре d проводят по графику, приведенному на рис. 5-21. Желательно, чтобы провода линии были покрыты эмалью для предохранения их от коррозии. Эти линии просты и применяются на волнах вплоть до метрового диапазона.

На работу открытых линий значительное влияние оказывают климатические условия. При большой влажности или обледенении потери возрастают в несколько раз. Однако даже в самых неблагоприятных случаях потери при режиме бегущей волны оказываются весьма малыми и практически их можно не учитывать. При работе двухпроводной воздушной линии в режиме стоячих волн потери энергии возрастают по сравнению с режимом бегущей волны иногда более чем в 5 раз. Поэтому если длина линии составляет несколько длин волн, приходится учитывать потери.

Реже встречаются двухпроводные линии, провода которых проходят в диэлектрике (рис. 5-20, *б*). Подобные линии обычно обладают

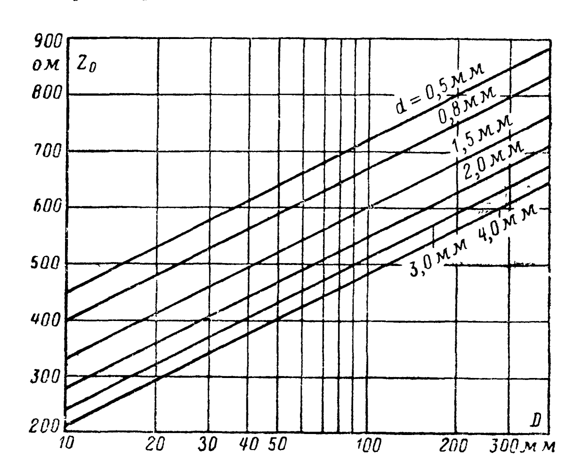


Рис. 5-21. График для расчета волновых сопротивлений двухпроводных симметричных воздушных линий.

волновым сопротивлением 50—300 *ом*, что очень удобно для согласования их с целым рядом антенн. Преимуществом таких линий является также то, что они не подвержены влиянию климатических условий и удобны для монтажа; их основной недостаток — большое затухание вследствие значительных диэлектрических потерь в изоляции.

Наиболее распространенной несимметричной линией является коаксиальный кабель (рис. 5-20, *в*). В нем один провод помещен внутри второго, выполненного обычно в виде гибкой металлической оплетки. Напряжение от источника подводится к внешнему и внутреннему проводам кабеля. Электромагнитное поле здесь ограничено пространством внутри кабеля благодаря экранирующему действию внешнего провода, что является существенным преимуществом коаксиальной линии. Внешний провод кабеля может быть заземлен.

Основной недостаток коаксиальных кабелей заключается в том, что они обладают большими потерями в диэлектрике. Наименьшие потери имеют коаксиальные кабели с чешуйчатыми керамическими изоляторами или диэлектрическими шайбами, располагаемыми на некотором расстоянии друг от друга.

Волновое сопротивление коаксиальной линии

$$Z_0 = 138 \lg \frac{D}{d}, \tag{5-41}$$

где D — внутренний диаметр внешнего провода, а d — диаметр внутреннего провода.

Расчет волнового сопротивления коаксиальной линии проводят по графику, представленному на рис. 5-22. Стандартные кабели, выпускаемые промышленностью, имеют волновое сопротивление 40—150 *ом*.

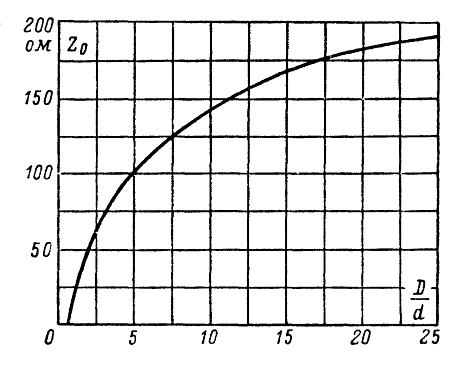


Рис. 5-22. График для определения волнового сопротивления коаксиальных линий с воздушным диэлектриком.

Для передачи большой мощности двухпроводная линия часто выполняется в виде двух широких лент, помещенных в сплошной металлический экран (рис. 5-20, *г*). Для передачи сравнительно небольшой мощности часто применяют шнуры, свитые из двух гибких проводов в резиновой изоляции (рис. 5-20, *д*). Волновое сопротивление такого шнура обычно лежит в пределах 50—80 *ом*. Однако такая линия обладает большими диэлектрическими потерями.

В ряде случаев бывает удобно второй провод линии прокладывать в земле (рис. 5-20, *е*) или просто использовать землю в качестве второго провода. Линия при этом становится несимметричной. Следует, однако, иметь в виду, что удобство прокладки и экономия провода такой линии всегда сопряжены с ростом потерь.

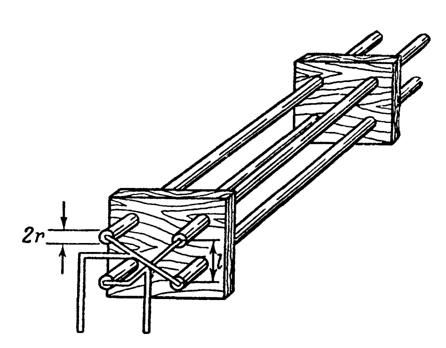


Рис. 5-23. Четырехпроводная линия.

В тех случаях, когда требуется уменьшить волновое сопротивление линии, используют линию, состоящую из двух двухпроводных линий, соединенных параллельно (рис. 5-23). Параллельно соединяются провода, расположенные по диагонали. Эта мера позволяет сохранять симметрию всей системы, так как при этом емкости обеих пар проводов относительно земли одинаковы. Жесткость всей конструкции придается рамочными изоляторами, которые располагаются на расстоянии 1,5—2 *м* друг от друга.

Выбор того или иного типа линии зависит в первую очередь от ее назначения, диапазона частот и передаваемой по ней мощности. Коакси-

альные линии используются вплоть до волн порядка 10 *см*. При меньшей длине волны потери в линии настолько возрастают, что применение ее в ряде случаев становится нецелесообразным.

На более коротких волнах применяются волноводы — полые металлические трубы прямоугольного или круглого сечения (рис. 5-24). Принцип их работы может быть пояснен сле-

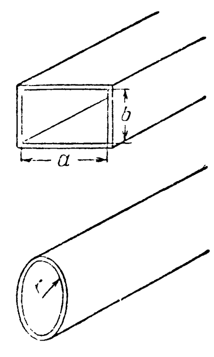


Рис. 5-24. Прямоугольный и круглый волноводы.

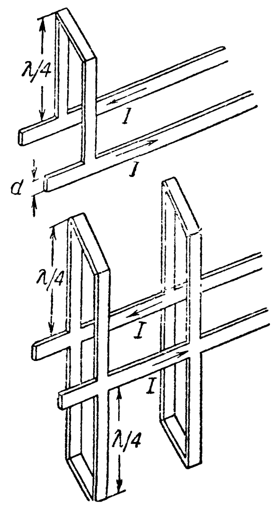


Рис. 5-25. Образование прямоугольного волновода из двухпроводной линии путем присоединения к ней отрезков короткозамкнутых четвертьволновых линий.

дующим образом. Если сделать для уменьшения потерь симметричную двухпроводную линию из проводов в виде широких лент (рис. 5-25), то можно, не нарушая режима ее работы, соединить провода отрезком четвертьволновой короткозамкнутой линии, имеющей бесконечно большое входное сопротивление. Если увеличивать число таких отрезков и располагать их с двух сторон линии, то в конце концов они сольются в сплошную металлическую трубу. Основными токопроводящими поверхностями будут являться широкие стенки трубы, по которым токи будут протекать в противоположных направлениях. Благодаря отсутствию крепящих изоляторов в трубах и большой поверхности проводников потери в волноводах весьма малы.

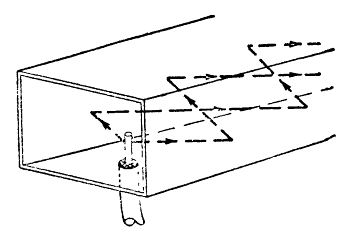


Рис. 5-26. Распространение электромагнитных волн в волноводе.

Электромагнитные волны обычно возбуждаются в волноводе небольшим излучателем в виде короткого металлического стержня, располагаемого посредине широкой стороны волновода (рис. 5-26). Излученные им волны достигают стенок волновода, где они возбуждают коле-

бания свободных электронов. Их колебания в свою очередь создают излучение — отраженную волну, которая идет к противоположной стенке волновода и т. д. После многократных отражений электромагнитная волна достигает конца волновода.

Познакомимся с явлениями, возникающими при падении электромагнитной волны на идеально проводящую плоскость. При этом будем полагать, что падающая волна плоская, т. е. поверхности, проходящие через точки с одинаковыми фазами, называемые ф р о н т о м в о л н ы, представляют собой плоскости, как это показано на рис. 5-27. Здесь штриховыми линиями изображены следы плоскостей, соединяющих точки с максимальной напряженностью электрического поля одного знака. Вектор v изображает скорость движения фронта волны. Численно его величина в воздухе равна скорости света, т. е. $v = c$.

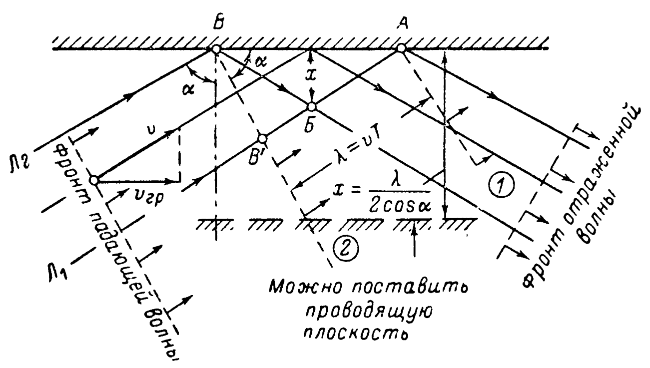


Рис. 5-27. Отражение электромагнитной волны от идеально проводящей плоскости.

Пусть в точке A находится наблюдатель, измеряющий скорость движения фронта волны. Если в данный момент времени мимо него проходит фронт волны 1, то фронт следующей волны 2 в это время проходит точку B; в точку A он придет через время T, пройдя по плоскости расстояние $AB = \lambda/\sin\alpha$, где α — угол падения. Поэтому скорость движения фронта волны, называемая ф а з о в о й с к о р о с т ь ю, вдоль плоскости будет:

$$v_ф = \frac{\lambda}{T\sin\alpha} = \frac{c}{\sin\alpha}. \tag{5-42}$$

Поскольку $\sin\alpha < 1$, то фазовая скорость больше скорости движения фронта волны в свободном пространстве. Фазовая скорость будет тем больше, чем меньше угол α. При $\alpha \to 0$ фазовая скорость $v_ф \to \infty$, а это означает, что фронт волны достигает точек A и B практически одновременно.

Отражение волны происходит по законам геометрической оптики, поскольку физика явлений здесь та же, что и при отражении световых волн (угол падения равен углу отражения). У поверхности идеального проводника результирующее электрическое поле, возникающее при сложении падающей и отраженной волн, имеет направление, перпендикулярное плоскости проводника, поскольку тангенциальная составляю-

щая, направленная вдоль проводящей плоскости, вызывает мгновенное перераспределение зарядов в проводнике, которые нейтрализуют ее своим полем. Следствием этого являются равенство и противоположные направления тангенциальных составляющих электрического поля падающей и отраженной волн.

Если вибратор, возбуждающий волну, расположен параллельно отражающей стенке (как в волноводе на рис. 5-26), то и вектор $E_{пад}$ имеет то же направление, и следовательно, чтобы результирующее значение

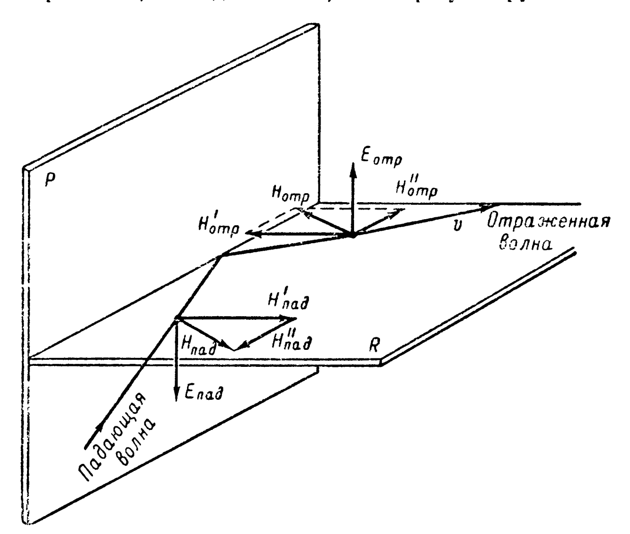


Рис. 5-28. Продольная и поперечная составляющие электрического и магнитного полей у идеально проводящей плоскости.

тангенциальной составляющей электрического поля было равно нулю, вектор $E_{отр}$ должен иметь противоположное направление (рис. 5-28). При этом, руководствуясь правилом буравчика, легко определить направление вектора магнитного поля отраженной волны $H_{отр}$. На рис. 5-28 векторы электрического поля лежат в плоскости P, на которую падает волна, а векторы магнитного поля — в перпендикулярной плоскости R. Из этого рисунка видно, что составляющие магнитного поля, перпендикулярные проводящей плоскости падающей $H'_{пад}$ и отраженной $H'_{отр}$ волн, имеют противоположные направления и взаимно уничтожают друг друга, а тангенциальные составляющие $H''_{пад}$ и $H''_{отр}$ имеют одно направление и усиливают друг друга. Таким образом, фаза электрического поля волны при отражении изменяется на 180°, что равноценно прохождению волной дополнительного пути в $\lambda/2$.

Эффект сложения полей падающей и отраженной волн будет проявлять себя по-разному в зависимости от расстояния до отражающей стенки вследствие того, что разность фаз встречающихся лучей непрерывно изменяется (см. рис. 5-27). Например, разность фаз волн, вышедших из одного источника, в точке $Б$ будет определяться тем, что луч $Л_1$ попадет

в нее раньше луча $Л_2$ на время $t = (ВБ - В'Б)/c$. Это создаст разность фаз $\Delta\varphi_1 = 2\pi t/T$. Дополнительный сдвиг фазы на π получается за счет отражения, и результирующая разность фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi t}{T} + \pi.$$

Из рис. 5-27 видно, что $ВБ = x/\cos\alpha$, а $В'Б = ВБ \sin(2\alpha - 90^\circ) = -x\cos 2\alpha/\cos\alpha$. Следовательно,

$$t = \frac{x}{c\cos\alpha}(1 + \cos 2\alpha) = \frac{2x}{c}\cos\alpha;$$

$$\Delta\varphi = \pi\left(1 + \frac{4x}{cT}\cos\alpha\right) = \pi\left(1 + \frac{4x}{\lambda}\cos\alpha\right).$$

При $x = 0$ (у отражающей плоскости) разность фаз $\Delta\varphi = \pi$, что было уже пояснено. С увеличением x разность фаз увеличивается и появляется результирующее поле. При $x = \lambda/4\cos\alpha$ разность фаз $\Delta\varphi = 2\pi$, т. е. поля складываются, и напряженность результирующего поля равна удвоенному значению поля падающей волны. На расстоянии $x = \lambda/2\cos\alpha$ разность фаз $\Delta\varphi = 3\pi$ и напряженность результирующего поля равна нулю. Это справедливо для любых точек, находящихся на данном расстоянии от плоскости. В них создаются такие же условия, какие были бы, если бы они лежали на поверхности проводящей плоскости. Поэтому, поместив на расстоянии $\lambda/2\cos\alpha$ вторую проводящую плоскость, мы не изменим условий распространения электромагнитной волны.

Можно сделать и обратный вывод: если имеются две параллельные проводящие плоскости, то между ними могут распространяться путем многократных отражений электромагнитные волны при угле их падения, определяемом соотношением

$$\cos\alpha = \frac{\lambda}{2a},$$

где a — расстояние между плоскостями.

Для волн, падающих под другими углами, не выполняется условие равенства нулю составляющей электрического поля, направленной вдоль проводящей плоскости у ее поверхности, и они распространяться не могут.

Из последнего выражения видно, что чем больше длина волны, тем ближе угол падения волны к нулю. Если $\lambda \to 2a$, то $\alpha \to 90^\circ$, т. е. распространяющиеся в волноводе волны падают на стенки почти перпендикулярно; они испытывают большое число отражений, и поэтому потери энергии велики. При $\lambda = 2a$ волны падают вертикально и перестают распространяться вдоль волновода. Волны более длинные также не распространяются вдоль волновода. Предельная волна, называемая критической,

$$\lambda_{кр} = 2a. \tag{5-43}$$

По мере приближения к критической волне фазовая скорость волны в волноводе стремится к бесконечности; к бесконечности стремится при этом и длина волны в волноводе, измеряемая расстоянием между ближайшими точками с одинаковыми фазами поля. Однако при возрастании фазовой скорости не происходит увеличения скорости переноса сигнала (энергии) вдоль волновода. Наоборот, вследствие того что энер-

гия распространяется путем многократных отражений от стенок, скорость переноса энергии, называемая **групповой скоростью**, уменьшается. Очевидно, что она будет определяться скоростью перемещения фронта волны вдоль продольной оси волновода и будет равна проекции вектора скорости распространения волны, падающей на стенки, на направление продольной оси волновода (см. рис. 5-27):

$$v_{\text{гр}} = v \sin\alpha \approx c \sin\alpha. \qquad (5\text{-}44)$$

Если сравнить это выражение с формулой для фазовой скорости, легко видеть, что

$$v_{\text{гр}} = \frac{c^2}{v_{\text{ф}}} \qquad (5\text{-}45)$$

или

$$v_{\text{гр}}\, v_{\text{ф}} = c^2, \qquad (5\text{-}46)$$

т. е. произведение фазовой скорости на групповую есть величина постоянная, равная квадрату скорости света в вакууме, и если одна из них возрастает, то вторая убывает. При этом следует иметь в виду, что групповая скорость, являясь проекцией скорости электромагнитной волны в свободном пространстве, никогда не может быть больше c, в то время как фазовая скорость может превышать это значение.

Из выражений для групповой скорости и угла падения волны можно получить формулу для определения групповой скорости:

$$v_{\text{гр}} = c\sqrt{1-\cos^2\alpha} = c\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{2a}\right)^2} \qquad (5\text{-}47)$$

или

$$v_{\text{гр}} = c\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}. \qquad (5\text{-}48)$$

В соответствии с этим фазовая скорость

$$v_{\text{ф}} = \frac{c^2}{v_{\text{гр}}} = \frac{c}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}}. \qquad (5\text{-}49)$$

Умножив обе части этого равенства на период колебаний, получим выражение для определения длины волны в волноводе:

$$\lambda_{\text{в}} = v_{\text{ф}}\, T = \frac{\lambda}{\sqrt{1-\left(\frac{\lambda}{\lambda_{\text{кр}}}\right)^2}}. \qquad (5\text{-}50)$$

Из формулы (5-43) видно, что при волне 10 *см* волновод должен иметь ширину более 5 *см*. При более длинных волнах он становится громоздким, тяжелым и весьма дорогим устройством. Поэтому при волнах длиннее 10 *см* волноводы обычно не применяются.

При практическом использовании волноводов важно знать структуру электрического и магнитного полей в нем. Главными токонесущими поверхностями в волноводе являются его широкие стенки, так как на них сосредоточены основные заряды, имеющие противоположные знаки. Поэтому, как и в обычной двухпроводной линии, электрические силовые линии имеют направление от одной широкой стенки волновода к другой. Через каждые полволны, если идти вдоль волновода, направление силовых линий меняется на противоположное (рис. 5-29). В поперечном

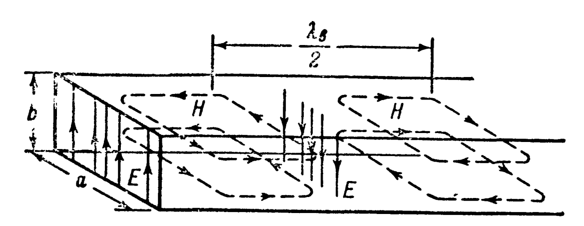


Рис. 5-29. Структура электрического и магнитного полей в прямоугольном волноводе.

сечении волновода напряженность электрического поля изменяется, как в короткозамкнутой линии: в середине она максимальна, а у короткозамкнутых концов — уменьшается до нуля.

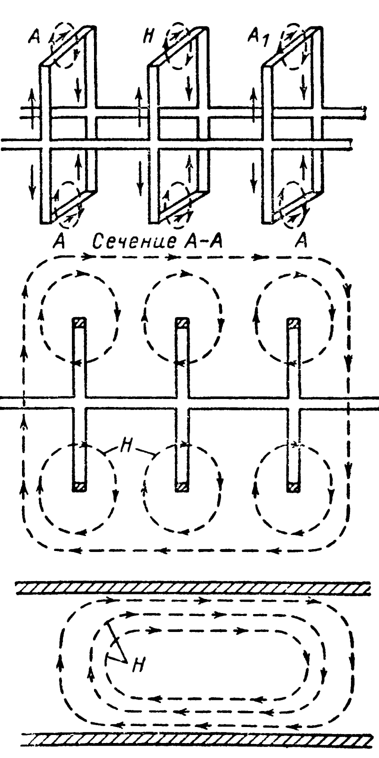


Рис. 5-30. Пояснение происхождения структуры магнитного поля в прямоугольном волноводе.

Распределение магнитного поля можно пояснить, исходя из рассмотренного выше представления об образовании волновода путем присоединения к линии четвертьволновых шлейфов. Каждый из проводов, образующих шлейф, окружен своим магнитным полем, направление которого определяется правилом буравчика. На рис. 5-30 изображено их магнитное поле в одном из сечений, параллельном узкой стенке волновода. Поля проводов соседних шлейфов имеют противоположное значение между ними и уничтожают друг друга; также уничтожаются поля проводов, принадлежащие одному шлейфу, в пространстве между ними. Поэтому результирующее поле может быть представлено линиями, окружающими шлейфы.

Когда шлейфы сливаются в сплошные стенки, в силу их экранирующего действия магнитные силовые линии не могут выйти за их пределы и образуют замкнутые петли внутри волновода. Вдоль волновода направление электрических и магнитных силовых линий изменяется на обратное через каждые полволны. Таким образом, магнитное поле в волноводе имеет составляющие как в направлении оси волновода, так и в перпендикулярном направлении, а электрическое поле имеет только попереч-

ное направление. Поэтому волны с такой структурой поля называются поперечными электрическими и обозначаются символом TE. Часто, наоборот, называют волну по компоненте того поля, которое имеет составляющую вдоль оси волновода. В этом случае волну обозначают символом H.

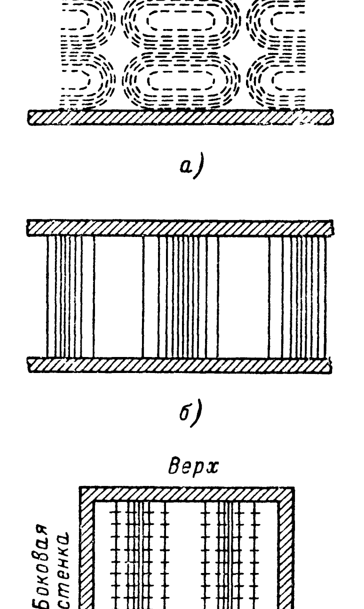


Рис. 5-31. Структура волны $H_{0.2}$ в прямоугольном волноводе.

а — магнитное поле (вид сверху); *б* — электрическое поле (вид сбоку); *в* — электрическое и магнитное поля (вид с торца).

При рассмотрении явления отражения электромагнитных волн от проводящей поверхности было установлено, что разность фаз падающей и отраженной волн непрерывно меняется по мере удаления от поверхности. Поэтому поверхности, где электрическое поле становится равным нулю, располагаются одна над другой на равных расстояниях. Если пропустить первую поверхность и установить стенку волновода у второй, третьей и т. д., то структура поля в волноводе усложнится (рис. 5-31) При этом говорят, что в волноводе распространяется волна высшего типа. Очевидно, что их может быть бесконечное множество.

Для того чтобы отличать один тип волны от другого, принято снаб-

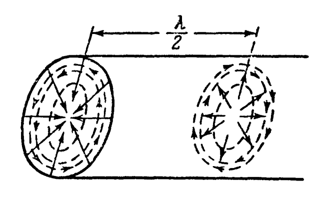


Рис. 5-32. Структура поля основной магнитной волны в круглом волноводе (сплошные стрелки — линии электрического, штриховые —магнитного поля).

жать символ, характеризующий тип волны, двумя индексами, показывающими, сколько стоячих полуволн укладывается вдоль сторон волновода. Первая цифра индекса показывает, сколько стоячих полуволн имеет поле вдоль узкой стороны поперечного сечения волновода, а вторая — вдоль широкой стороны. В таком обозначении волна с первоначально описанной структурой должна быть обозначена $TE_{0.1}$ или $H_{0.1}$. Ее также называют основной магнитной волной. Волна, структура которой показана на рис, 5-31, должна быть обозначена так $TE_{0.2}$

или $H_{0,2}$. Волны высших порядков с бо́льшими индексами практически используются мало в основном из-за того, что критические размеры волновода, при которых еще возможно их возбуждение, значительно больше, чем у волновода, возбуждаемого на основной волне. В большинстве случаев используется прямоугольный волновод, в котором распространяется волна типа $TE_{0,1}$.

Довольно редко можно встретиться со случаями применения круглых волноводов, возбуждаемых на основной магнитной волне, структура которой (рис. 5-32) очень напоминает поле коаксиальной линии. Чаще всего круглые волноводы используются как отрезки вращающихся сочленений и как линии передачи энергии к круглым рупорным или щелевым антеннам. Критическая длина основной магнитной волны круглого волновода определяется по формуле

$$\lambda_{кр} = 0{,}82\,D, \qquad (5\text{-}51)$$

где D — диаметр волновода.

5-8. ИСПОЛЬЗОВАНИЕ ДЛИННЫХ ЛИНИЙ В КАЧЕСТВЕ РЕАКТИВНЫХ ЭЛЕМЕНТОВ И ТРАНСФОРМАТОРОВ СОПРОТИВЛЕНИЯ

Длинные линии служат не только для передачи энергии от генератора к антенне и от антенны к приемнику; они находят еще широкое применение в качестве колебательных систем, согласующих устройств, фильтров и коммутирующих систем.

В качестве колебательных систем наиболее удобны четвертьволновые короткозамкнутые линии, так как они обладают минимальными размерами при резонансе токов. Они применяются в генераторах ультракоротких волн. Благодаря малым потерям такие линии обладают более высокой добротностью, чем контуры с сосредоточенными постоянными. На волнах дециметрового диапазона коаксиальные линии вытесняют двухпроводные, так как у последних расстояние между проводами становится соизмеримым с длиной волны, вследствие чего возникают весьма значительные потери на излучение.

Рассмотрим особенности применения длинных линий в качестве согласующих устройств. Передача энергии по линии без отражения возможна только при активном сопротивлении нагрузки, равном волновому сопротивлению линии. На практике входное сопротивление антенны часто отличается от волнового сопротивления линии. Поэтому непосредственного согласования с антенной достигнуть не удается и приходится использовать специальные согласующие устройства.

Простейшим согласующим устройством является так называемый резонансный трансформатор (рис. 5-33, *а*). К нагрузке подключается короткозамкнутая или разомкнутая линия (шлейф), длина которой близка к четверти волны. Основная питающая линия присоединяется к шлейфу.

Для получения согласования прежде всего необходимо настроить цепь нагрузка — согласующая линия. Если нагрузка представляет собой чисто активное сопротивление, то длина согласующей линии устанавливается вначале равной 0,25λ. При нагрузке с реактивной составляющей длина согласующей линии берется несколько больше или меньше 0,25λ. В этом случае шлейф становится эквивалентным некоторой дополнительной реактивной нагрузке, сопротивление которой подби-

рается равным по величине и обратным по характеру реактивной составляющей сопротивления нагрузки. Если данное условие выполнено, то линия и нагрузка становятся эквивалентными параллельному резонансному контуру (рис. 5-33*б*), и нагрузка (под которой теперь необходимо подразумевать нагрузочное сопротивление вместе с согласующей линий) представляет собой резонансную систему, входное сопротивление которой имеет чисто активный характер. После этого к нагрузке надо подключить основную линию так, чтобы входное сопротивление согласующей линии с нагрузкой было равно волновому сопротивлению питающей линии.

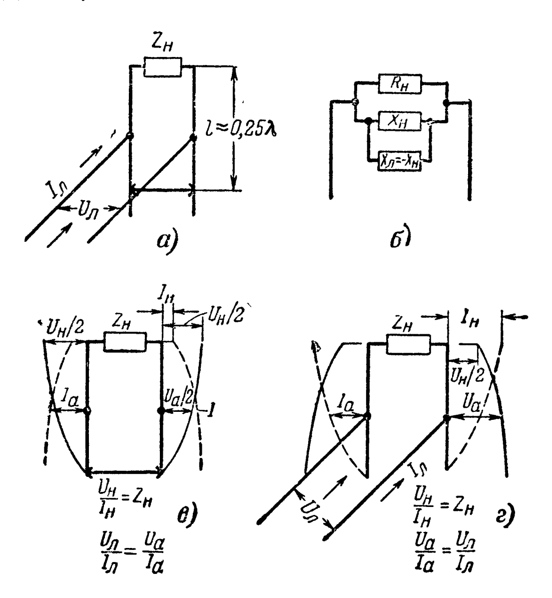


Рис. 5-33. Резонансные трансформаторы сопротивления.

В согласующей линии устанавливается стоячая волна тока и напряжения с пучностью тока и узлом напряжения у короткозамкнутого конца. Поскольку длина линии близка к 0,25λ, узел стоячей волны тока и пучность напряжения окажутся у нагрузки (рис. 5-33, *в*). На этом конце линии согласно закону Ома отношение напряжения к току должно быть равно сопротивлению нагрузки. Если двигаться от нее к замкнутому концу, то это отношение будет уменьшаться до нуля на противоположном конце линии. В случае, когда сопротивление нагрузки больше волнового сопротивления питающей линии, на согласующей линии должна найтись точка, в которой отношение напряжения к току (входное сопротивление) точно равно волновому сопротивлению питающей линии. При соединении их в этой точке линия окажется согласованной с нагрузкой.

Согласующая линия практически лишена потерь, поэтому вся энергия, передаваемая без отражения по линии, поглощается в нагрузке.

В тех случаях, когда сопротивление нагрузки меньше волнового сопротивления линии, нужно применять разомкнутый четвертьволновый шлейф (рис. 5-33, *г*). Так как по направлению к разомкнутому концу отрезка линии сопротивление неограниченно растет, этот шлейф трансформирует сопротивление нагрузки в сторону увеличения.

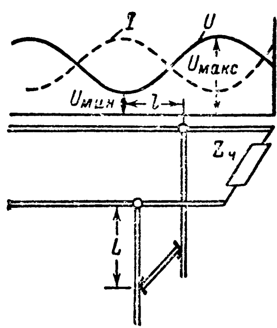


Рис. 5-34. Согласование линии с нагрузкой с помощью реактивного шлейфа.

Такие согласующие линии, трансформирующие сопротивление, часто называют **трансформаторами сопротивления** или **согласующими трансформаторами**. Резонансные трансформаторы работают хорошо при коэффициентах трансформации более четырех, так как при малых коэффициентах трансформации ввод фидера должен находиться вблизи нагруженного конца трансформатора. Вследствие этого возникает сильное взаимное влияние фидера и нагрузки и нахождение правильного положения ввода затрудняется. При меньших коэффициентах трансформации нужно добиваться согласования с помощью реактивного шлейфа.

В нагруженной линии, в которой установилась комбинированная волна, состоящая из бегущей и стоячей волн, входное сопротивление изменяется от точки к точке. В одной из точек активная составляющая этого сопротивления равна волновому сопротивлению линии. Для согласования нужно скомпенсировать в этой точке реактивную составляющую входного сопротивления. Поэтому к ней подключают короткозамкнутый или разомкнутый шлейф (рис. 5-34), реактивное сопротивление которого равно по величине и противоположно по знаку реактивной составляющей входного сопротивления линии. При этом в линии устанавливается чисто бегущая волна, и вся энергия от генератора передается без отражения к нагрузке.

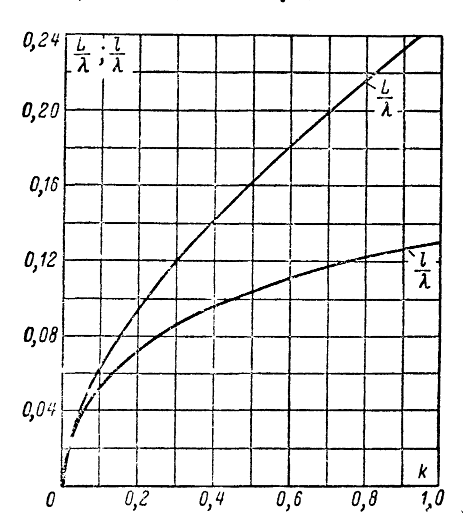


Рис. 5-35. Графики для определения длины и места включения шлейфа.

На рис. 5-35 приведен график, облегчающий нахождение места присоединения шлейфа и его длины. Измерив коэффициент бегущей волны (см. ниже), находят по графику отношение l/λ, определяющее

расстояние от узла напряжения до точки, к которой подключается шлейф. По второй кривой графика определяют электрическую длину L/λ шлейфа. Последний может располагаться около любого узла напряжения, но для уменьшения потерь желательно, чтобы он был у ближайшего узла к концу линии. Длина шлейфа должна быть минимальной. Чтобы она не превышала четверти волны, шлейф нужно брать короткозамкнутым при сопротивлении индуктивного и разомкнутым при сопротивлении емкостного характера линии.

Характер входного сопротивления линии в данной точке может быть определен по распределению напряжения в линии. В том случае, когда

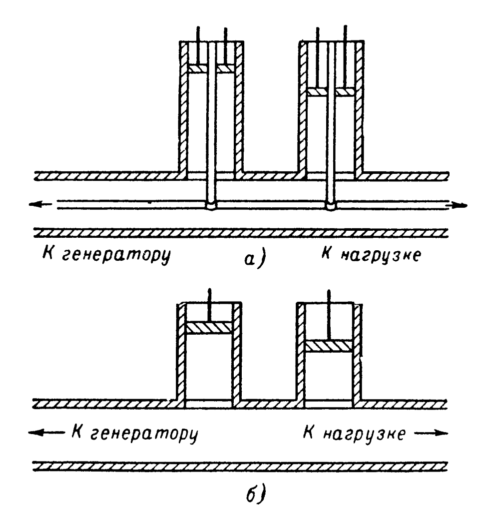


Рис. 5-36. Согласующие трансформаторы из двух шлейфов.

а — в коаксиальной линии; *б* — в волноводном тракте.

точка присоединения шлейфа находится на нисходящей части кривой напряжения (считая от конца линии), то часть линии, оставшаяся за этой точкой, имеет реактивную составляющую входного сопротивления емкостного характера. Если же точка лежит на восходящей части кривой напряжения, то реактивное сопротивление линии в данной точке имеет индуктивный характер.

В тех случаях, когда приходится работать с коаксиальными линиями, создание подвижного шлейфа технически сложно, и поэтому включают два реактивных шлейфа (рис. 5-36, *а*). Изменением длины ближайшего к нагрузке шлейфа добиваются того, чтобы активная составляющая входного сопротивления линии справа стала равной волновому сопротивлению питающей линии. При этом на входе останется некоторая реактивная составляющая. Для ее компенсации обычно на небольшом расстоянии от первого шлейфа устанавливают второй, длина которого может регулироваться. Таким образом, с помощью системы двух не-

подвижных шлейфов можно получить согласование. Аналогичные устройства используются в волноводах (рис. 5-36, *б*).

Для согласования линии с чисто активной нагрузкой (небольшое реактивное сопротивление может быть скомпенсировано так же, как это производилось при работе с первым типом трансформатора) применяют так называемые **четвертьволновые трансформаторы** (рис. 5-37). В § 5-6 было найдено, что у четвертьволновой линии, нагруженной на активное сопротивление $R_н$, входное сопротивление $R_{вх}=Z_{0Тр}^2/R_н$, где $Z_{0Тр}$ — волновое сопротивление трансформатора.

Подбирая волновое сопротивление линии трансформатора, можно

Рис. 5-37. Четвертьволновые трансформаторы.

а — в симметричной линии; *б* — в коаксиальном кабеле.

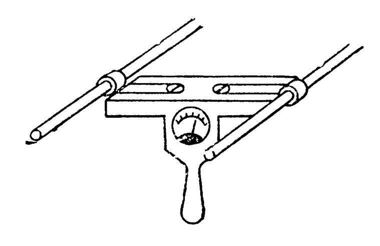


Рис. 5-38. Индикатор распределения электрического поля в двухпроводной симметричной линии.

сделать его входное сопротивление равным волновому сопротивлению питающей линии. При этом волновое сопротивление линии трансформатора

$$Z_{0\,Тр} = \sqrt{R_н Z_{0л}}, \quad (5\text{-}52)$$

где $Z_{0л}$ — волновое сопротивление согласуемой линии.

В тех случаях, когда сопротивление нагрузки непосредственно узнать нельзя, нагрузку подключают к питающей линии и измеряют коэффициент бегущей волны $k = R_н/Z_{0л}$. Отсюда сопротивление нагрузки

$$R_н = kZ_{0л}.$$

Подставив это выражение в формулу (5-52), получим выражение для определения волнового сопротивления трансформатора:

$$Z_{0\,Тр} = Z_{0л}\sqrt{k}. \quad (5\text{-}53)$$

Чтобы иметь возможность перестраивать трансформатор на различные волны, его часто выполняют в виде раздвижных трубок.

Четвертьволновые траснформаторы могут применяться и в коаксиальных линиях, но их конструктивное выполнение в этом случае оказывается более сложным (рис. 5-38, *б*). Кроме того, практически оказывается трудным получить идеальное согласование вследствие наличия некоторых отражений от неоднородности, которую представляет собой

сочленение с трансформатором. Это производится с помощью подвижных индикаторов поля, слабо связываемых с линией. В качестве такого индикатора может служить какой-либо высокачастотный прибор, укрепляемый на легкой перекладине, которая перемещается вдоль линии (рис. 5-38). Связь с прибором обычно выбирается емкостная. Наиболее чувствительным является индикатор в виде микроамперметра постоянного тока, включенного в цепь полупроводникового детектора. Показания такого прибора пропорциональны амплитуде напряжения в точках линии, где располагается индикатор. Перемещая прибор вдоль линии, по отношению его минимальных и максимальных показаний можно определить коэффициент бегущей волны и распределение стоячих волн в линии.

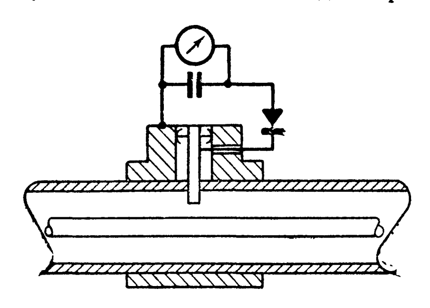


Рис. 5-39. Индикатор распределения электрического поля в коаксиальной линии.

Для проведения измерений в коаксиальных линиях и волноводах применяются специальные измерительные устройства (рис. 5-39), которые включаются в разрыв исследуемой линии. Конструктивно они представляют собой отрезки коаксиальных линий, выполненных из жестких трубок или волноводов, вдоль которых прорезана узкая щель. В щель вводится небольшой зонд, играющий роль маленькой приемной антенны и подключаемый через детектор к индикатору. Перемещая зонд вдоль щели, можно снять картину распределения поля в линии или волноводе. Полученные результаты правильны только в том случае, если измерительное устройство согласовано с исследуемой линией.

В коротковолновых радиостанциях длинные линии находят применение также и в качестве фильтров. К фильтрующему устройству обычно предъявляется требование пропускать волны, имеющие длину λ_1, и не пропускать волны с длиной λ_2. Задача эта может решаться, например, с помощью двух шлейфов, подключаемых к основной линии, как это показано на рис. 5-40. Разомкнутый шлейф длиной $0{,}25\lambda_2$ представляет для волны λ_2, идущей слева направо, короткое замыкание. Поэтому она полностью отражается от точек AA и идет обратно. Если λ_1 больше λ_2, то для волны λ_1 первый шлейф имеет емкостное сопротивление. Подключив параллельно короткозамкнутый индуктивный шлейф и подобрав его сопротивление равным сопротивлению первого шлейфа, получим параллельный резонансный контур, который для волны λ_1 представляет бесконечно большое сопротивление. Поэтому его шунтирующее действие на распространение волны λ_1 можно не учитывать и считать, что вся энергия проходит через фильтр к нагрузке.

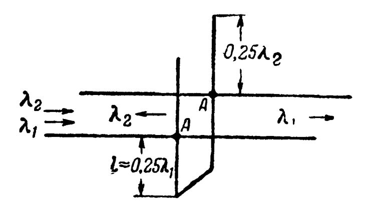


Рис. 5-40. Фильтрующее устройство из двух шлейфов.

Глава шестая

АНТЕННЫ

6-1. ИЗЛУЧАЮЩИЕ СИСТЕМЫ

Статические электрические заряды создают в окружающем пространстве статическое электрическое поле, а постоянный электрический ток — постоянное магнитное поле. Распространяющееся в пространстве переменное электромагнитное поле образуется переменным электрическим током, который проще всего можно создать путем подключения пары проводов к зажимам генератора переменной э. д. с.

Интенсивность излучения поля может быть различной в зависимости от формы, которую придают проводам. Так, при сооружении фидерных линий, по которым энергия передается от генератора к нагрузке, стремятся всемерно уменьшить излучение, для чего провода линии располагают параллельно и близко друг к другу. При этом поля двух одинаковых по величине, но противоположно направленных токов, т. е. токов, имеющих противоположные фазы, взаимно компенсируются и излучения энергии в окружающее пространство практически не происходит. Наиболее полно излучение устраняется при использовании коаксиального кабеля, в котором поле заключено между внутренним проводом и внутренней поверхностью внешнего провода.

При создании антенных устройств ставится противоположная задача: получение возможно большего излучения. Для этого можно использовать те же длинные линии, устранив одну из причин, лишающих фидер излучающих свойств, что может быть достигнуто различными путями. Можно, например, раздвинуть провода линии на некоторый угол, в результате чего их поля не будут компенсировать друг друга. На этом основана работа V-образных и ромбических антенн, излучающие провода которых располагаются под острыми углами один к другому (рис. 6-1, *а* и *б*), уголковой антенны Пистолькорса, у которой угол между проводами равен 90° (рис. 6-1, *в*) и симметричного вибратора (диполя), получающегося при разведении проводов на 180° (рис. 6-1, *г*). На рис. 6-1 стрелками указано направление токов в проводах.

Компенсирующее действие одного из проводов фидера можно уменьшить, укоротив или вовсе исключив его из системы. Укорочение одного из проводов впервые было применено в так называемых «антеннах с верхним светом», предложенных М. А. Бонч-Бруевичем (рис. 6-1, *д*). Полное уничтожение второго провода приводит к получению так называемого несимметричного вибратора (рис. 6-1, *е*). Все антенны, использующие этот принцип работы, относятся к классу несимметричных антенн. К ним также принадлежат Г-образные антенны (рис. 6-1, *ж*), Т-образные антенны (рис. 6-1, *з*), наклонные антенны (рис. 6-1, *и*), горизонтальная антенна с отводом (рис. 6-1, *к*) и ряд других. Обычно при питании этих антенн второй зажим генератора заземляется (земля играет роль второго провода).

Фидер излучает, если соседние участки его двух проводов обтекаются токами, совпадающими по фазе, поля которых усиливают друг друга. Для этого достаточно, например, согнуть участок одного из проводов длиной в полволны в неизлучающий шлейф (рис. 6-1, *л*). Широкое распространение получили так называемые синфазные антенны,

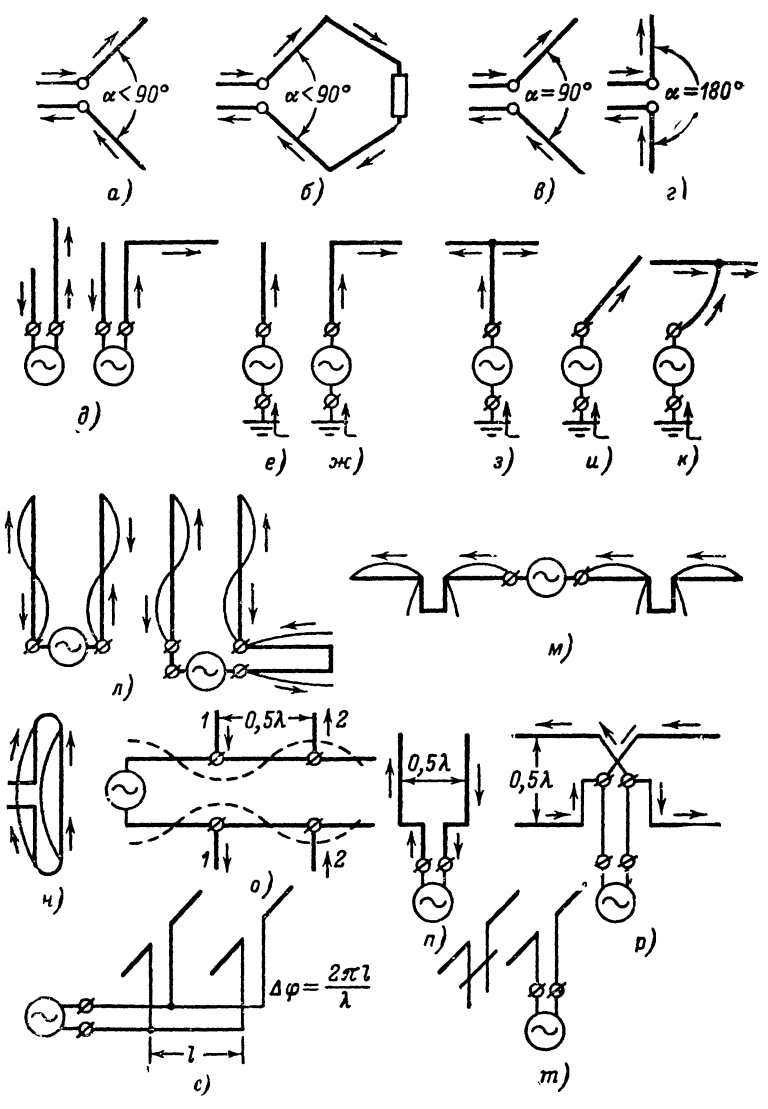


Рис. 6-1. Основные типы излучающих устройств.

основанные на этом принципе (рис. 6-1, *м*), а также ш л е й ф-в и б р а т о р ы, предложенные А. А. Пистолькорсом (рис. 6-1, *н*).

Фидер излучает, если расстояние между проводами соизмеримо с длиной волны. В этом случае волны, излученные обоими проводами по некоторым направлениям, приобретают значительную разность хода и полностью не уничтожаются. Более того, можно так подобрать расстояние между проводами, что по некоторым направлениям произойдет сложение волн от обоих проводов. Это широко используется в многочисленных так называемых п р о т и в о ф а з н ы х а н т е н н а х. Работу таких антенн нетрудно понять из трех примеров, приведенных на рис. 6-1. В антенне на рис. 6-1, *о* противофазность токов в проводах *1* и *2* обеспечивается подключением их к фидеру на расстоянии в полволны. Антенна, изображенная на рис. 6-1, *п*, представляет собой как бы фидер, расширенный на конце. В антенне на рис. 6-1, *р* противофазность токов обеспечивается перекрещиванием питающих проводов.

Можно усилить излучение, изменив фазы токов в параллельных проводах и расстояние между ними. Нужный сдвиг фаз токов в нескольких симметричных вибраторах может быть, например, установлен в системе, изображенной на рис. 6-1, *с*, подбором расстояния между точками подключения этих вибраторов к питающему фидеру или настройкой вибратора с помощью шлейфа, ток в котором наводится другим вибратором, как это показано на рис. 6-1, *т*.

Часто встречаются антенны, в которых используются одновременно несколько указанных выше принципов.

6-2. СИММЕТРИЧНЫЕ ВИБРАТОРЫ (ДИПОЛИ)

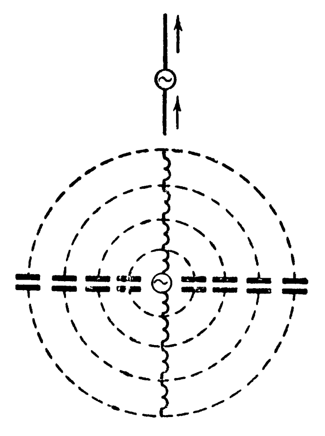


Рис. 6-2. Симметричный вибратор и его эквивалентная схема.

Симметричный вибратор можно представить как длинную линию, разомкнутую на конце, провода которой развернуты на 180° (рис. 6-2). Благодаря этому направления токов в симметричных точках обеих половин вибратора оказываются одинаковыми. Для того чтобы получить максимальный ток в проводах вибратора, а следовательно, максимальное излучение, используют резонанс, т. е. устанавливают частоту тока в вибраторе равной частоте собственных колебаний вибратора.

Рассмотрим процесс свободных электрических колебаний в симметричном вибраторе. Присоединим обе его половины к зажимам источника постоянной э. д. с. (рис. 6-3, *а*). После того как распределенные емкости проводов вибратора зарядятся и между его половинами возникнет разность потенциалов, отключим источник питания и замкнем обе половины вибратора короткой перемычкой (рис. 6-3, *б*). При этом распределенные емкости начнут разряжаться через перемычку. Очевидно, что через отрезки провода вибратора, расположенные у середины, протекает наибольший электрический заряд, и поэтому разрядный ток в них имеет наибольшее значение; к концам же провода ток уменьшается

до нуля. Ток в проводе нарастает постепенно, поскольку в распределенных индуктивностях возникает э. д. с. самоиндукции. Разность потенциалов между точками, равноудаленными от середины вибратора, тем больше, чем дальше эти точки от середины, так как тем большая часть распределенной индуктивности провода участвует в ее создании (рис. 6-3, *б*). Знак потенциала относительно средней точки по обе стороны от нее различен, так как в одной половине вибратора ток течет к ней, а в другой — от нее.

По мере разряда распределенной емкости ток в проводе нарастает и достигает максимума, когда она полностью разрядится. При этом вся энергия электрического поля, запасенная емкостью, переходит в энергию магнитного поля распределенной индуктивности (рис. 6-3, *в*). Если вначале индуктивность проводов вибратора препятствовала нарастанию тока, то теперь она препятствует его уменьшению. Поэтому ток уменьшается постепенно, сохраняя прежнее направление (рис. 6-3, *г*). За счет этого происходит перезаряд распределенной емкости, и когда

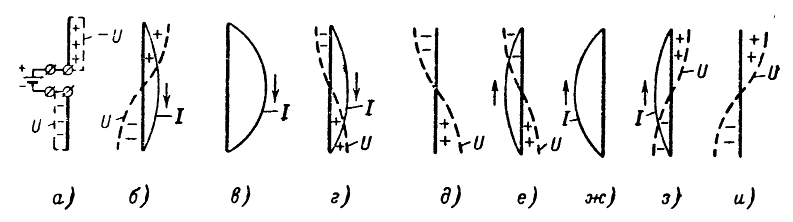


Рис. 6-3. Свободные колебания в симметричном вибраторе.

ток спадает до нуля, емкость оказывается перезаряженной (рис. 6-3, *д*). После этого процесс протекает в обратном направлении (рис. 6-3, *е*, *ж*, *з*, *и*).

Таким образом, в вибраторе возникают свободные электрические колебания. При этом в нем устанавливаются стоячие волны тока и напряжения и вдоль его длины укладывается половина стоячей волны тока и напряжения. Следовательно, длина волны λ_0 собственных колебаний симметричного вибратора вдвое больше его длины l, т. е.

$$\lambda_0 = 2l. \qquad (6\text{-}1)$$

Поэтому симметричный вибратор называют также **полуволновым диполем**, чем подчеркивается, что он вдвое короче длины волны собственных колебаний.

При превращении линии в излучающую систему — антенну необратимые потери энергии возрастают. К тепловым потерям $P_п$ добавляются потери на излучение P_Σ. Таким образом, мощность, потребляемая антенной,

$$P_А = P_п + P_\Sigma. \qquad (6\text{-}2)$$

Увеличение необратимых потерь в системе можно рассматривать как увеличение ее активного сопротивления, т. е. можно считать, что полное активное сопротивление антенны

$$R_А = R_п + R_\Sigma, \qquad (6\text{-}3)$$

где $R_п$ — сопротивление тепловых потерь, а R_Σ — так называемое **сопротивление излучения**.

В системах с распределенными постоянными, в которых ток и напряжение меняются от точки к точке, целесообразно определять активное сопротивление, исходя из энергетических соображений, используя закон Джоуля — Ленца, связывающий мощность с током и сопротивлением, т. е. $P = I^2_m R/2$. Будем считать, что активное сопротивление антенны равно такому сосредоточенному сопротивлению, в котором при протекании тока, равного максимальному току в антенне, выделяется та же мощность, что и в антенне. Тогда

$$R_\text{А} = \frac{2P_\text{А}}{I^2_{m\text{А}}} = \frac{2P_\text{п}}{I^2_{m\text{А}}} + \frac{2P_\Sigma}{I^2_{m\text{А}}}, \qquad (6\text{-}4)$$

где $I_{m\text{А}}$ — амплитуда тока в пучности стоячей волны в антенне.

На основании выражения (6-3) можно написать:

$$R_\text{п} = \frac{2P_\text{п}}{I^2_{m\text{А}}} \quad \text{и} \quad R_\Sigma = \frac{2P_\Sigma}{I^2_{m\text{А}}}. \qquad (6\text{-}5)$$

Поскольку антенна служит преобразователем энергии,то важнейшей ее характеристикой является к. п. д., равный отношению мощности излучения к подводимой мощности:

$$\eta_\text{А} = \frac{P_\Sigma}{P_\Sigma + P_\text{п}}. \qquad (6\text{-}6)$$

На основании выражений (6-6) и (6-5) можно записать:

$$\eta_\text{А} = \frac{R_\Sigma}{R_\Sigma + R_\text{п}} = \frac{1}{1 + \frac{R_\text{п}}{R_\Sigma}}. \qquad (6\text{-}7)$$

Отсюда следует, что к. п. д. антенны тем больше, чем больше сопротивление излучения по сравнению с сопротивлением тепловых потерь. Однако абсолютное значение сопротивления излучения имеет также существенное значение. Как и во всякой колебательной системе, ток и напряжение при резонансе, а также резонансные свойства антенны существенно зависят от активного сопротивления. Чем оно больше, тем при заданной мощности генератора меньше амплитуда тока в антенне при резонансе. Но чем меньше ток, тем меньше и напряжение в антенне. Последнее выгодно, потому что позволяет снизить требования к изоляции антенны.

Излучающие свойства антенны, а следовательно, и сопротивление излучения зависят от характера распределения тока в излучающем проводе. В случае вынужденных колебаний в антенне их частота определяется частотой э. д. с., подводимой к антенне. Распределение тока и напряжения вдоль антенного провода может быть самым различным. Оно определяется тем, что возбуждаемые в антенне волны тока и напряжения отражаются от конца антенного провода и образуют стоячие волны аналогично тому, как это происходит в разомкнутой длинной линии. Для того чтобы найти характер распределения тока и напряжения в режиме вынужденных колебаний, нужно по частоте генератора и скорости распространения электромагнитных волн вдоль проводов, используя формулу (5-1), определить длину возбуждаемой волны. Затем на изображении антенны, выполненном в соответствующем масштабе,

построить график стоячих волн, начиная с разомкнутого конца, где будут находиться узел тока и пучность напряжения (рис. 6-4).

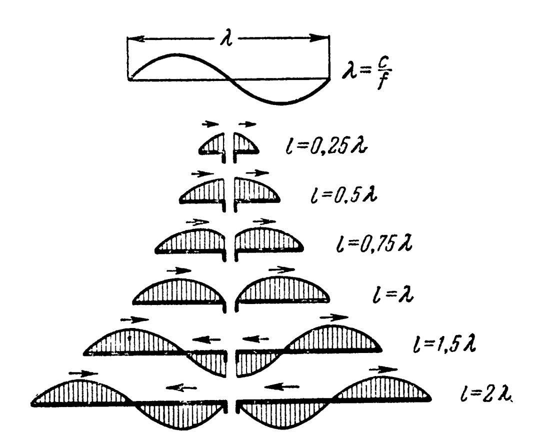


Рис. 6-4. Распределение тока в симметричных вибраторах различной длины.

С изменением длины вибратора от нуля до $l = \lambda$ сопротивление излучения непрерывно возрастает (рис. 6-5). При длине вибратора $l > \lambda$, когда в каждой его половине укладываются одна целая полуволна и часть следующей, в антенном проводе около его середины появляются участки, в которых направление токов противоположно направлению токов в крайних участках. Излучение этих участков частично ослабляет излучение крайних участков, и сопротивление излучения несколько уменьшается. Однако с ростом длины вибратора оно снова возрастает и достигает нового максимума при длине вибратора $l = 2\lambda$, когда, казалось бы, излучение противофазных участков должно было уничтожить друг друга.

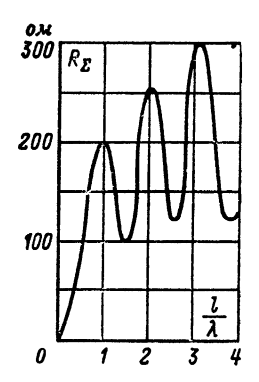


Рис. 6-5. Зависимость сопротивления излучения от электрической длины симметричного вибратора.

Объясним это явление. Из рис. 6-6 видно, что в достаточно удаленные точки, лежащие на перпендикуляре к оси вибратора (рис. 6-6, *а*), приходят волны с противоположными фазами от участков вибратора с противоположно направленными токами и взаимно уничтожаются. Однако в точки, расположенные на прямых, идущих под меньшими углами к оси вибратора (рис. 6-6, *б*), эти волны приходят, имея значительную разность хода $\Delta = d_2 - d_1 = d_4 - d_3$; поэтому разность их фаз может приближаться к 0° или 360° и в этих направлениях может происходить усиление излучения. Этим объясняется увеличение сопротивления излучения при $l = 2\lambda$. При дальнейшем увеличении длины атенны происходят аналогичные изменения:

чередование убывания и возрастания сопротивления излучения, причем его величина в последующих максимумах и минимумах постепенно возрастает.

Из сказанного ясно, что сопротивление излучения не зависит от абсолютных размеров вибратора, а определяется отношением их к длине волны. Так, например, все полуволновые диполи обладают сопротивлением излучения $R_\Sigma = 73{,}1$ *ом* независимо от того, равна ли их длина сотням метров или нескольким сантиметрам; все вибраторы длиной в целую волну имеют сопротивление излучения $R_\Sigma = 200$ *ом* и т. д.

Вследствие потерь на излучение и тепловых потерь в антенне, помимо стоячей волны есть еще и бегущая волна. Однако во всех антеннах

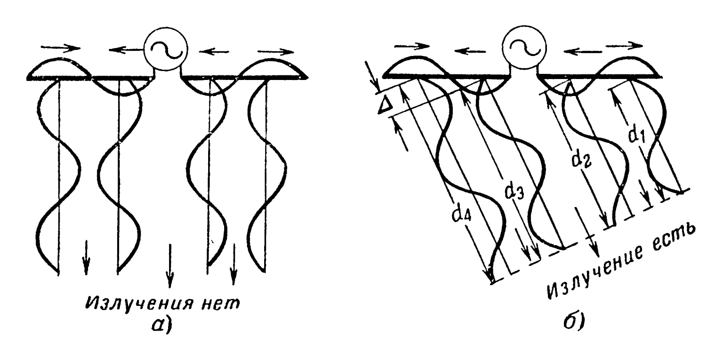


Рис. 6-6. Сложение волн, излучаемых отдельными участками симметричного вибратора по разным направлениям (d — длина хода волны, Δ — разность хода волн).

(кроме антенн бегущей волны) амплитуда бегущей волны по сравнению с амплитудой стоячей волны невелика, и поэтому при расчете реактивной составляющей входного сопротивления антенны ее можно не учитывать.

Распределение стоячих волн тока и напряжения в антенне в первом приближении будет таким же, как в разомкнутой линии, т. е.

$$I_l = I_{mA} \sin \frac{2\pi l}{\lambda} \quad \text{и} \quad U_l = U_{mA} \cos \frac{2\pi l}{\lambda},$$

где I_{mA} — ток в пучности и U_{mA} — напряжение в пучности стоячих волн в проводе антенны, а l — расстояние от разомкнутого конца. Поэтому реактивную составляющую входного сопротивления антенны можно подсчитать по формуле

$$X_{\text{вхА}} = -\frac{U_{mA}}{I_{mA}} \operatorname{ctg} \frac{2\pi l}{\lambda} = -Z_{0A} \operatorname{ctg} \frac{2\pi l}{\lambda}. \qquad (6\text{-}8)$$

По аналогии с длинными линиями называем отношение амплитуд напряжения к току волновым сопротивлением антенного провода.

При расчете антенны очень важно знать величину ее входного сопротивления при резонансе. В этом случае входное сопротивление антенны имеет чисто активный характер. Мощность, потребляемая в

антенне,

$$P_А = \frac{1}{2} I^2_{вх\,А} R_{вх\,А}, \tag{6-9}$$

откуда

$$R_{вх\,А} = \frac{2P_А}{I^2_{вх\,А}}. \tag{6-10}$$

При резонансе, когда длина диполя равна 0,5 λ, 1,5 λ, 2,5 λ и т. д., антенна питается в пучности тока. Следовательно, $I_{вх\,А} = I_{mА}$ и согласно выражению (6-3)

$$R_{вх\,А} = R_\Sigma + R_п. \tag{6-11}$$

Это сопротивление представляет собой относительно малую величину (порядка единиц или десятков ом).

Характер изменения входного сопротивления при изменении отношения l/λ вблизи значений 0,5, 1,5, 2,5 и т. д. (рис. 6-7) соответствует его поведению вблизи резонанса в последовательном контуре. Поэтому часто говорят, что при данной величине отношения l/λ в антенне имеет место резонанс напряжений.

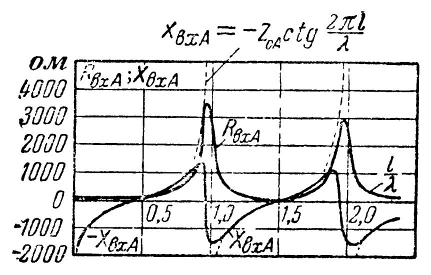


Рис. 6-7. Зависимость входного сопротивления симметричного вибратора (антенны) от его электрической длины.

Когда длина диполя равна λ, 2 λ, 3 λ и т. д., питание антенны производится в пучности напряжения и мощность, потребляемая в антенне,

$$P_А = \frac{1}{2} I^2_{mА} R_А = \frac{1}{2} \frac{U^2_{вх\,А}}{R_{вх\,А}} = \frac{1}{2} \frac{U^2_{mА}}{R_{вх\,А}}, \tag{6-12}$$

откуда

$$R_{вх\,А} = \left(\frac{U_{mА}}{I_{mА}}\right)^2 \frac{1}{R_А}. \tag{6-13}$$

Так как отношение амплитуды напряжения к амплитуде тока равно волновому сопротивлению, то

$$R_{вх\,А} = \frac{Z^2_{0А}}{R_А}. \tag{6-14}$$

Для обычных проволочных антенн $Z_{0А} \approx 1\,000$ *ом*, а $R_А$ имеет порядок единиц или десятков ом и $R_{вх\,А}$ составляет тысячи и даже десятки тысяч ом. Рисунок 6-7 показывает, что входное сопротивление при изменении отношения l/λ вблизи значений, соответствующих целым числам, изменяется аналогично сопротивлению параллельного контура вблизи резонанса. Поэтому часто говорят, что при такой величине отношения l/λ имеет место резонанс токов.

Условия питания антенны в пучности тока и пучности напряжения резко различаются. В первом случае антенна представляет собой актив-

ную нагрузку с небольшим сопротивлением и потребляет сравнительно большой ток, амплитуда же напряжения на входе незначительна. Во втором случае антенна имеет очень большое входное сопротивление и потребляет очень небольшой ток, амплитуда же напряжения на входе относительно высока. Поэтому часто говорят, что в первом случае антенна питается током, а во втором — напряжением.

Сравнение графика, приведенного на рис. 6-7, с аналогичными зависимостями, снятыми для реальной линии (см. рис. 5-19), показывает полную родственность явлений в длинной линии и антенне. Однако следует отметить и ряд следующих особенностей: 1) резонансные кривые антенн значительно менее острые, чем у длинных линий; 2) величина активной составляющей входного сопротивления антенны при резонансе напряжений много больше, чем у реальной линии, а при резонансе токов — много меньше; 3) с увеличением длины антенны максимумы резонансной кривой сильно убывают и становятся более расплывчатыми; 4) точная резонансная длина антенны на несколько процентов меньше целого числа полуволн. Эти особенности объясняются тем, что потери в антенне вследствие излучения намного больше, чем в обычной неизлучающей линии.

Из резонансных характеристик полуволновых вибраторов различного диаметра, приведенных на рис. 6-8, видно, что точная резонансная длина вибратора оказывается несколько меньше $0{,}5\lambda$. Это объясняется некоторым изменением распределения стоячих волн в вибраторе по сравнению с линией, не имеющей потерь на излучение. Вследствие этого у антенны, длина которой равна целому числу полуволн, появляется индуктивная составляющая входного сопротивления, для компенсации которой нужно несколько укоротить вибратор.

Резонансные свойства антенны существенно зависят от диаметра вибратора. С увеличением диаметра уменьшается волновое сопротивление, а значит, изменяется и входное сопротивление. Поэтому и величина укорочения, необходимого для компенсации реактивной части входного сопротивления, становится другой. Это подтверждается резонансными кривыми антенн из провода различного диаметра (рис. 6-8). Они показывают, что с увеличением диаметра вибратора величина его укорочения возрастает.

Расчет укорочения вибратора производится по формуле

$$\Delta l \approx 0{,}259 \frac{\lambda}{\lg \frac{\lambda}{2d}}, \qquad (6\text{-}15)$$

где Δl — укорочение полуволнового вибратора, а d — диаметр вибратора.

При укорочении нужно сохранять симметрию антенной системы, т. е. укорачивать обе половины вибратора на $\Delta l/2$. Для обычных однопроводных антенн укорочение составляет около 5% длины антенны. Поэтому резонансную длину полуволнового вибратора можно рассчитать по формуле

$$l_{рез} \approx 0{,}95 \frac{\lambda}{2} = \frac{143}{f}, \qquad (6\text{-}16)$$

где $l_{рез}$ — в метрах, а f — в мегагерцах.

Точная резонансная длина вибраторов, кроме того, зависит от числа и места установки изоляторов, от изолирующего покрытия провода антенны и от наличия расположенных вблизи предметов (оттяжек, мачт,

железобетонных строений и т. п.), вносящих дополнительные потери в антенну. Поэтому окончательная настройка антенны производится уже после ее установки.

Резонансные характеристики на рис. 6-8 показывает еще, что чем больше диаметр провода, тем шире полоса пропускания антенны. Это свойство антенн часто используется на практике. Например, для приема телевизионных передач, содержащих широкую полосу частот, применяют антенны, выполненные из проводов большого диаметра.

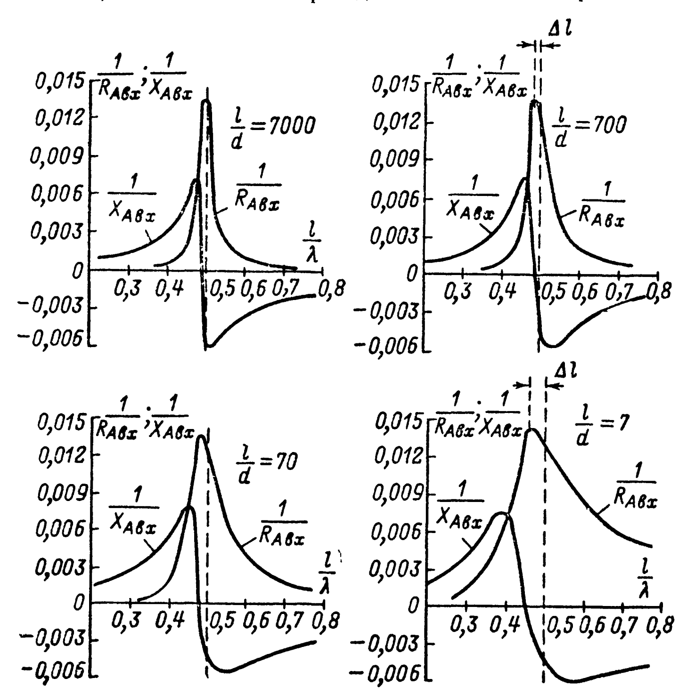


Рис. 6-8. Резонансные характеристики полуволновых вибраторов различного диаметра.

Если передатчик работает в широком диапазоне частот, то приходится иметь дело с расстроенной антенной. Для получения резонанса при помощи органов настройки компенсируют реактивную составляющую входного сопротивления антенны. При этом активную составляющую можно подсчитать, исходя из следующих соображений. Мощность, потребляемая в антенне,

$$P_{\text{А}} = \frac{1}{2} I^2_{\text{вх А}} R_{\text{вх}},$$

где амплитуда тока на входе антенны определяется из уравнения стоячей волны тока:

$$I_{\text{вх А}} = I_{m\text{А}} \sin \frac{2\pi l}{\lambda}.$$

Следовательно,

$$R_{\text{вх}} = \frac{2P_{\text{А}}}{I^2_{m\text{А}} \sin^2 \frac{2\pi l}{\lambda}}.$$

Сравнивая это выражение с формулой для вычисления сопротивления антенны (6-4), найдем, что

$$R_{\text{вх}} = \frac{R_{\text{А}}}{\sin^2 \frac{2\pi l}{\lambda}}. \tag{6-17}$$

Формула (6-17) справедлива для антенн любой длины, за исключением случаев резонанса токов, когда точки питания попадают в узел тока; в этом случае нужно пользоваться формулой (6-14).

При одной и той же величине тока в пучности антенны различной формы и размеров создают разную напряженность поля излучения. Для того чтобы легче можно было сравнивать между собой различные антенны, вводят еще один параметр: действующую длину антенны. Как уже говорилось ранее, мощность излучения отрезка провода антенны пропорциональна квадрату тока в этом отрезке. Следовательно, напряженность поля пропорциональна току в первой степени. Подсчитать напряженность результирующего поля антенны можно графически, построив в определенном масштабе график распределения тока в антенном проводе (рис. 6-9, *а*). Разбив полученный график на небольшие участки (в пределах которых величину тока можно считать неизменной), умножаем их длину на величину тока, и, просуммировав, определяем площадь $S_{\text{т1}}$ участка, ограниченного кривой тока и проводом антенны. Сокращенно эту площадь называют площадью тока антенны.

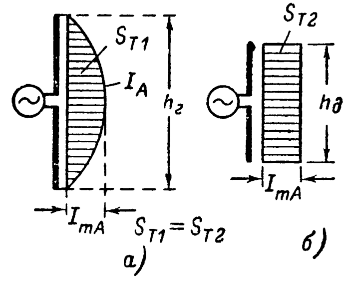


Рис. 6-9. Определение действующей высоты антенны.

а — распределение тока в реальной антенне; *б* — эквивалентная антенна с той же «площадью тока» при его равномерном распределении.

Антенны с одинаковой площадью тока излучают одинаковое количество энергии. Поэтому удобно характеризовать излучение антенны, заменяя ее некоторой прямолинейной воображаемой антенной, имеющей ту же площадь тока, но в которой ток одинаков по всей ее длине и равен току в пучности стоячей волны тока реальной антенны (рис. 6-9, *б*). Длину такой воображаемой антенны называют **действующей длиной** реальной антенны. Это понятие было введено еще в то время, когда использовались главным образом вертикальные антенны. Поэтому данный параметр часто называют **действующей высотой**, а не длиной антенны.

Чем равномернее распределение тока по антенному проводу, тем ближе действующая высота антенны к геометрической и тем лучше используется излучающий провод. Действующая высота полуволнового вибратора $h_{\text{д}} = 0{,}64 h_{\text{г}}$, где $h_{\text{г}}$ — геометрическая длина вибратора.

Введение этого понятия позволяет получить общую для всех типов антенн зависимость напряженности электрического поля, создаваемого в некоторой точке пространства, от величины тока, действующей высоты и расстояния до данной точки. Напряженность поля, создаваемая антенной, пропорциональна площади тока, т. е. произведению величины тока в пучности на действующую высоту. С увеличением расстояния от антенны напряженность поля убывает обратно пропорционально расстоянию r

$$E = A \frac{I_{mA}\ h_{д}}{r}, \tag{6-18}$$

где A — коэффициент пропорциональности, зависящий от условий распространения электромагнитных волн, направления по отношению к антенне, для которого подсчитывается напряженность поля, и от выбранной системы единиц.

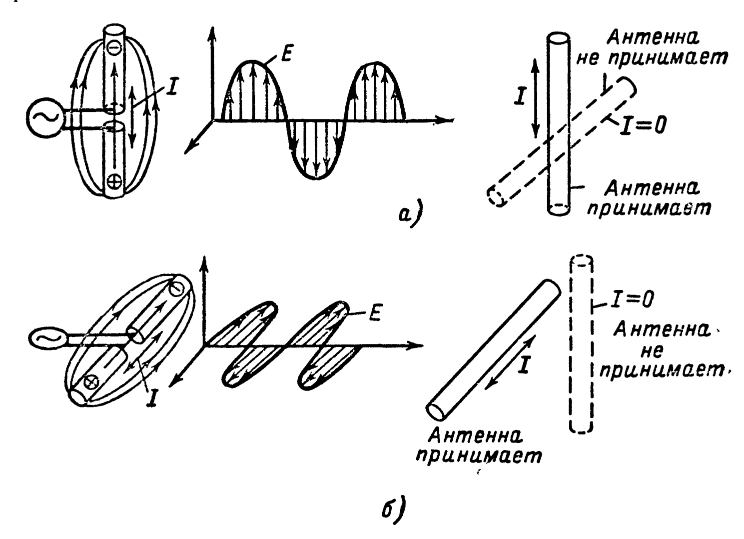


Рис. 6-10. Поляризация поля линейного излучателя.

а — вертикальная поляризация; *б* — горизонтальная поляризация.

Электрическое поле графически можно охарактеризовать векторами величина и направление которых изображают величину и направление электрических сил, действующих в различных точках пространства. Протекание переменного тока по проводу прямолинейной антенны создает в окружающем пространстве электрическое поле, векторы которого параллельны проводу антенны (рис. 6-10). Это означает, что электрический заряд, помещенный в это поле, под его действием движется параллельно проводу антенны. Такое поле принято называть поляризованным полем или полем поляризованных волн.

Вопрос о поляризации имеет в радиотехнике существенное значение. Так, например, если в поле вертикально поляризованных волн поместить горизонтальную приемную антенну, то никаких токов в ней

наводиться не будет (рис. 6-10, *а*). Чем ближе направление оси приемной антенны к направлению поляризации, тем больший ток наводится в ней.

Напряженность поля, излучаемого линейным симметричным вибратором, в данной точке пространства определяется двумя факторами: поляризацией излучения вибратора и сложением волн, излучаемых его различными участками. Рассмотрим влияние этих факторов на примере симметричного полуволнового диполя.

Электрическое поле волн, излучаемых в направлении *А* (рис. 6-11 *а*), обладает максимальной интенсивностью, поскольку оно совпадает с направлением поля источника, возбуждающего колебания в вибраторе. Кроме того, синфазные токи, текущие в обеих половинах диполя, создают синфазные волны, которые усиливают друг друга. Поэтому излучение в направлении *А* максимально и приблизительно равно арифметической сумме волн, излученных отдельными участками вибратора в этом направлении.

Электрические волны, излучаемые в направлении *Б* (рис. 6-11, *б*), значительно слабее, поскольку электрическое поле волны $E_в$ создается только составляющей поля вибратора E_0, перпендикулярной направлению распространения *Б*. По этой же причине вибратор ничего не излучает в направлении своей оси, так как составляющая поля, перпендикулярная направлению оси вибратора, равна нулю.

Рис. 6-11. Излучение диполя по различным направлениям.

С другой стороны, волны, излученные синфазными токами различных участков вибратора, приобретают значительную разность хода Δ при распространении в направлении *Б*. Поэтому в зависимости от того, насколько направление *Б* отличается от направления *А*, они будут только частично усиливать друг друга.

Для того чтобы характеризовать излучение антенн по различным направлениям, строят **диаграммы направленности** (их называют также характеристиками излучения). Они представляют собой графики, характеризующие в относительных единицах интенсивность излучения антенны по различным направлениям, лежащим в той или иной плоскости. Обычно приводятся диаграммы для двух плоскостей: горизонтальной и вертикальной. Чаще всего они строятся в полярной системе координат. При этом расстояние от центра до кривой характеризует в некотором масштабе интенсивность излучения по данному направлению.

Диаграмма излучения полуволнового вибратора (рис. 6-12) имеет максимум в направлении, перпендикулярном оси вибратора. С уменьшением угла интенсивность излучения падает и в направлении оси вибратора становится равной нулю. В плоскости, перпендикулярной оси диполя, вследствие симметрии антенны излучение по всем направлениям одинаково, и диаграмма направленности имеет вид окружности.

Направленность излучения антенных устройств обычно желательна. За редким исключением абсолютно ненаправленное излучение не только не нужно, но и невыгодно, так как всегда существуют направления, по которым излучать энергию не имеет смысла, и, наоборот, есть направления, по которым желательно создавать максимально интенсивное излучение. Часто конструируют специальные антенные системы, обладающие резко выраженными направленными свойствами. Обычно диаграмму направленности характеризуют шириной, оценивая ее углом между двумя направлениями, по которым мощность излучения уменьшается в 2 раза по сравнению с мощностью излучения по главному направлению.

Предположим, что приемник принимает сигналы от передатчика, работающего с абсолютно ненаправленной антенной, излучающей энергию равномерно по всем направлениям. Если затем заменить эту антенну направленной и направить максимум излучения в сторону приемника, то при той же мощности излучения громкость приема возрастет. В этом случае замена ненаправленной антенны на направленную эквивалентна увеличению мощности передатчика. Число, которое показывает, во сколько раз можно уменьшить мощность передатчика при переходе с ненаправленной антенны к направленной, сохраняя неизменной силу сигнала в направлении главного излучения, принято называть коэффициентом направленного действия антенны. Например, полуволновый диполь обладает коэффициентом направленного действия, равным 1,64.

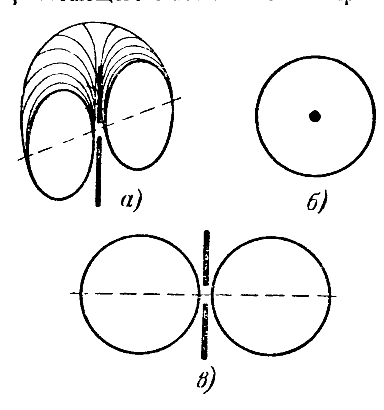


Рис. 6-12. Диаграммы направленности полуволнового вибратора.

а — пространственное изображение; *б* — в горизонтальной плоскости; *в* — в вертикальной плоскости.

Поскольку абсолютно ненаправленных антенн не существует, то более реальную оценку коэффициента направленного действия можно получить сравнением направленности различных антенн с некоторой наиболее часто употребляемой слабо направленной антенной. Такой образцовой антенной обычно считают полуволновый симметричный диполь. В дальнейшем мы и будем определять коэффициент направленного действия антенн по отношению к его излучению в направлении максимального излучения. Произведение этого коэффициента направленного действия на к. п. д. антенны, принято называть усилением и выражать его в децибелах.

Выше говорилось главным образом о передающих антеннах, излучающих электромагнитные волны, но сделанные выводы относятся также и к приемным антеннам. Так, например, если при передаче антенна дает максимальное излучение электромагнитных волн в некотором направлении, то при работе этой же антенны в качестве приемной приходящие с этого направления волны будут наводить наибольшие токи в антенне; волны, приходящие с тех направлений, куда антенна при передаче не излучает, воздействия на антенну при приеме не оказывают.

Иными словами, направленные свойства антенны при переходе с передачи на прием не изменяются. Поэтому при приеме станций с заданного направления всегда выгодно использовать направленную приемную антенну, не принимающую передачу мешающих радиостанций с других направлений. Она будет создавать на входе приемника более мощный сигнал, чем ненаправленная антенна. На основании этого мы можем сказать, что понятия коэффициента направленного действия и усиления остаются в силе и при работе антенны на прием. Это свойство обратимости антенн позволяет без ущерба для полноты ограничиться рассмотрением их характеристик при работе только на передачу. Конечно, существует целый ряд специально приемных антенн, однако они в подавляющем большинстве случаев используются только в магистральных сетях и в этой книге рассматриваться не будут.

6-3. ВЛИЯНИЕ ЗЕМЛИ НА ИЗЛУЧЕНИЕ АНТЕНН. НЕСИММЕТРИЧНЫЕ ВИБРАТОРЫ

До сих пор мы рассматривали антенну изолированно от внешних факторов, которые оказывают влияние на ее излучающие свойства. Но антенна работает, как правило, вблизи поверхности земли, влияющей как на мощность излучения антенны, так и на ее диаграмму направлен-

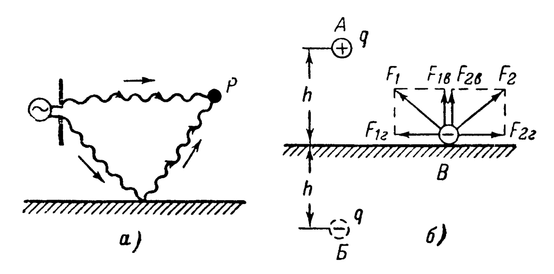


Рис. 6-13. Излучение антенны над идеально проводящей поверхностью.

а — пути прямой и отраженной волн; *б* — электрический заряд и его зеркальное изображение.

ности. Чтобы учесть влияние на работу антенны поверхности земли, будем сначала полагать, что антенна располагается над поверхностью идеального проводника. Излученные при этом антенной электромагнитные волны приходят в некоторую произвольную точку пространства P двумя различными путями: непосредственно от самой антенны и отразившись от поверхности проводника (рис. 6-13, *а*).

Для того чтобы найти результирующее поле, в точке P после сложения прямой и отраженной волн удобно пользоваться представлением о «зеркальном изображении антенны», введение которого можно пояснить следующим образом. Если над идеально проводящей поверхностью на высоте h (в точке A) помещен заряд $+q$ (рис. 6-13, *б*), то на ней вследствие электростатического притяжения свободные заряды размещаются так, что горизонтальная составляющая электрического поля на поверхности равна нулю. Если бы она не была равна нулю, то под ее действием по поверхности перемещались бы заряды. Однако покоящийся заряд

не может вызвать непрерывного движения зарядов в проводнике и, следовательно, электрическое поле у поверхности проводника должно иметь направление, перпендикулярное поверхности.

Такое же поле создается, если металлическую поверхность убрать, а внизу на расстоянии $2h$ под зарядом в точке $Б$ поместить второй заряд, равный по величине и противоположный по знаку первому заряду. Второй заряд называется зеркальным изображением первого. При этом поле в произвольной точке поверхности $В$ будет определяться векторами F_1 и F_2 полей зарядов $+q$ и $-q$. Поскольку заряды удалены от точки $В$ на одинаковые расстояния, то величины векторов F_1 и F_2 одинаковы. Горизонтальные составляющие этих векторов $F_{1г}$ и $F_{2г}$ уничтожают друг друга, а вертикальные $F_{1в}$ и $F_{2в}$ складываются. Это и позволяет заменить действие проводящей поверхности действием «зеркального заряда».

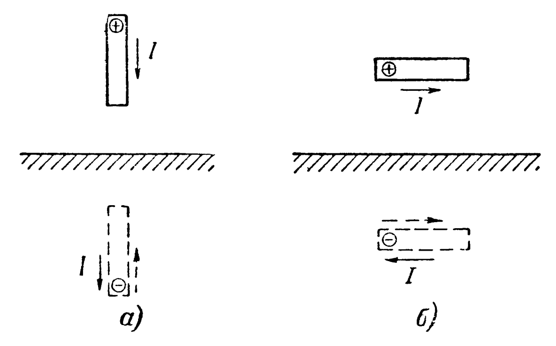


Рис. 6-14. Направление токов в проводах и в их зеркальных изображениях.

Если заряд, помещенный над идеально проводящей поверхностью, начнет двигаться по вертикали вниз, то его зеркальное изображение будет перемещаться также к поверхности, т. е. снизу вверх. Поместив над поверхностью вертикальный провод, в котором в данный момент времени ток течет сверху вниз, мы вызовем в его зеркальном изображении перемещение зарядов обратного знака снизу вверх и, следовательно, прохождение тока в том же направлении, что и в проводе (рис. 6-14, *а*). Поэтому если над идеально проводящей поверхностью поместить вертикальную антенну, то ее поле определится как поле антенны и ее зеркального изображения, в котором течет ток той же величины и того же направления. Таким образом, вертикальная антенна и ее зеркальное изображение образуют систему двух синфазных вибраторов.

Если же заряд, поднятый над идеально проводящей землей, двигается в горизонтальном направлении, например слева направо (рис. 6-14, *б*), то противоположный по знаку зеркальный заряд передвигается в том же направлении. Значит, если в горизонтальной антенне течет ток в одном направлении, то в ее зеркальном изображении ток течет в другом противоположном направлении. Таким образом, горизонтальная антенна и ее зеркальное изображение образуют систему из двух противофазных вибраторов.

Из сказанного видно, что наличие хорошо проводящей земли под антенной существенно изменяет ее свойства. Если вертикальную антен-

ну расположить так, чтобы ее нижний конец касался поверхности земли, то она образует вместе со своим зеркальным изображением симметричный вибратор (рис. 6-15, *а*), резонансная волна которого в 2 раза длиннее этого симметричного вибратора и, следовательно, в 4 раза больше высоты самой антенны. Поэтому заземленную антенну часто называют *четвертьволновым вибратором*.

Такая вертикальная антенна была предложена в 1895 г. А. С. Поповым. С тех пор и до настоящего времени наряду с симметричным вибратором она считается одним из основных, наиболее распространенных антенных устройств. Достоинство заземленного вибратора заключается в простоте его устройств и малой длине, что особенно важно при работе на относительно длинных волнах.

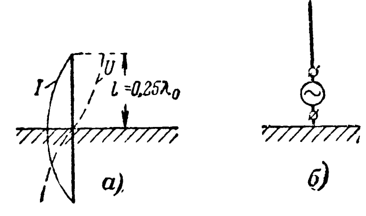


Рис. 6-15. Несимметричный заземленный вибратор.

а — распределение тока и напряжения в вибраторе и в его зеркальном изображении; *б* — включение возбуждающего генератора.

Поскольку вместе с зеркальным изображением заземленный вибратор образует симметричный полуволновый вибратор, то поле его излучения над поверхностью земли является полем полуволнового вибратора (рис. 6-16), нижняя половина диаграммы направленности которого срезана землей.

Вследствие того что распределение тока и напряжения вдоль несимметричного заземленного вибратора такое же, как и у симметричного, характер изменения его реактивного и активного сопротивлений такой же, как у симметричного, а все расчетные формулы, выведенные

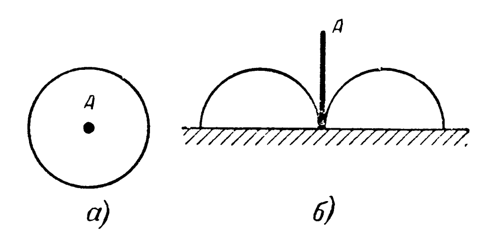


Рис. 6-16. Диаграммы направленности несимметричного вибратора.

а — в горизонтальной плоскости; *б* — в вертикальной плоскости.

для симметричного вибратора, справедливы и для несимметричного. Единственная разница заключается в том, что потенциал второго зажима генератора, соединенного с землей, в любой момент времени равен нулю. Поэтому разность потенциалов между зажимом несимметричного вибратора и землей всегда вдвое меньше, чем между этим зажимом и его зеркальным изображением, т. е. чем у симметричного вибратора. Следовательно, входное сопротивление несимметричного вибратора оказывается вдвое меньшим, чем у симметричного, а сопротивление излучения чет-

вертьволнового несимметричного вибратора равно половине сопротивления излучения полуволнового диполя, т. е. $R_{\Sigma} = 36,6$ *ом*. По той же причине волновое сопротивление несимметричных антенн можно считать равным половине волнового сопротивления симметричных антенн, т. е. $Z_0 \approx 500$ *ом*.

Все сказанное справедливо только в том случае, когда земля представляет собой идеальный проводник. Когда же земля обладает плохими проводящими свойствами, характер распределения тока в земной поверхности изменяется, в результате чего поле излучения вибратора меняется. Кроме того, увеличение активного сопротивления земли приводит к возрастанию потерь во всей излучающей системе, состоящей из вибратора и земли, уменьшению амплитуды тока, уменьшению излучаемой мощности и к. п. д. антенны.

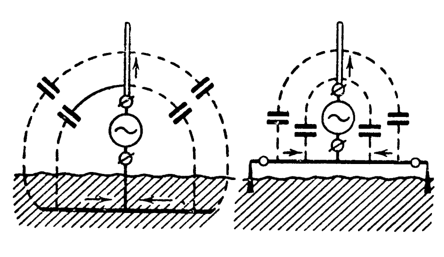


Рис. 6-17. Заземление и противовес.

Особенно большое значение имеет сопротивление земли вблизи основания антенны, куда стекаются все токи, наведенные антенной в земле. Для улучшения проводимости этого участка применяют металлизацию земли: закапывают в землю металлические листы, провода, улучшают химический состав почвы, пропитывая ее различными солями или используют противовесы (рис. 6-17). Теоретические расчеты показывают, что наибольшие потери имеют место в зоне с радиусом приблизительно в $0,35\lambda$. Поэтому металлизацию земли производят в радиусе порядка полуволны вокруг основания антенны.

Опыт показывает, что нет надобности выполнять з а з е м л е н и е в виде сплошного металлического листа; достаточно хорошо работает система радиально расходящихся проводов, закопанных в землю на глубину 20—50 *см*. Увеличение общего числа проводов улучшает качество заземления, однако увеличение их числа свыше 100—120 не дает уже существенного эффекта. Качество заземления улучшается, если радиальные провода соединяются между собой перемычками.

Часто заземление заменяют системой проводов, не зарытых, а поднятых над землей, называемых п р о т и в о в е с о м. Последний должен достаточно хорошо экранировать антенный провод от земли, играя роль хорошо проводящей поверхности. Он обычно дает худшие результаты, чем заземление, но в ряде случаев его применение оказывается технически более целесообразным (например, в передвижных радиостанциях, при установке станции на каменистом грунте и т. п.).

6-4. РЕЗОНАНСНЫЕ ЧАСТОТЫ АНТЕНН. ГАРМОНИКОВЫЕ АНТЕННЫ

Рассматривая резонансные кривые симметричной антенны (рис. 6-7) можно убедиться в том, что одна и та же антенна обладает бесконечным множеством резонансных частот. Оставляя неизменной длину антенны и изменяя длину волны, можно получить резонансные явления в ней всякий раз, когда вдоль нее будет укладываться целое число полуволн. При этом наиболее длинной резонансной волной будет та, половина

которой уложится в антенне. Эту волну принято называть **основной резонансной волной антенны**. Более короткие волны, для которых антенна также оказывается настроенной в резонанс, называют **высшими гармониками антенны**. При этом им приписывают номер по числу полуволн, которые укладываются вдоль провода антенны.

Справедливость высказанного суждения легко понять, рассмотрев распределение стоячих волн тока в проводе симметричной антенны в тех случаях, когда вдоль него укладывается целое число полуволн (рис. 6-18).

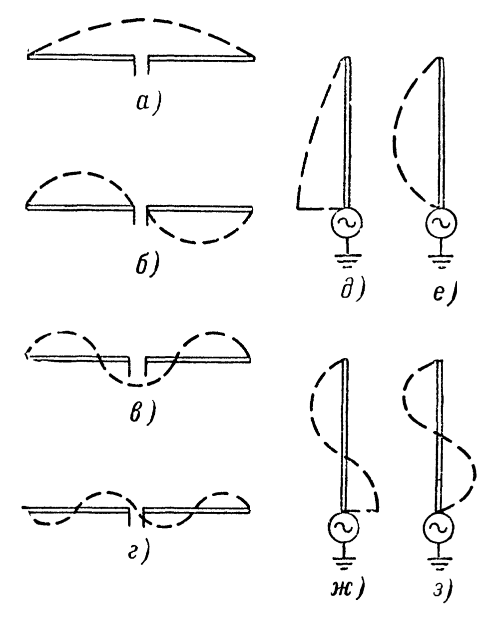


Рис. 6-18. Распределение тока в симметричных и несимметричных вибраторах на основной волне и высших гармониках.

Каждый полуволновый отрезок провода можно рассматривать как участок, изолированный от других, поскольку на его концах ток в любой момент времени равен нулю. Как уже было показано, полуволновый провод представляет собой резонансную систему. Следовательно, и во всем проводе, содержащем целое число полуволн, имеет место резонанс. Высшие гармоники антенны принято делить на четные и нечетные в зависимости от того, четное или нечетное число полуволн укаладывается в проводе.

Симметричные антенны представляют собой резонансные системы, особенно хорошо излучающие все волны, целое число полуволн которых укладывается вдоль их длины. Несимметричные антенны также представляют собой резонансные системы. Но они особенно хорошо излучают те волны, целое число четвертей которых укладывается вдоль их длины.

Основной резонансной волной для них будет та, четверть длины которой равна длине антенны.

На основной волне (рис. 6-18, *а*) и всех нечетных гармониках (рис. 6-18, *в*, *д* и *ж*) точки питания располагаются в пучности тока, и в антенне имеет место резонанс напряжения. При этом ее входное сопротивление невелико и равно сопротивлению потерь в цепи антенны. На всех четных гармониках (рис. 6-18, *б*, *г*, *е* и *з*) точки, к которым подводится питание, оказываются расположенными в узлах тока, и в антенне имеет место резонанс токов. При этом ее входное сопротивление достигает весьма значительной величины.

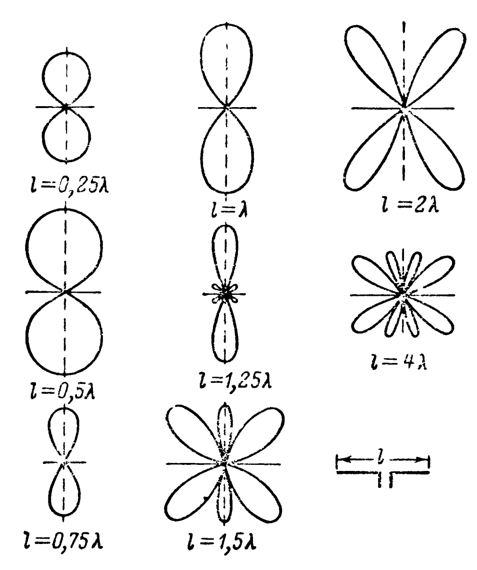


Рис. 6-19. Диаграммы направленности симметричных вибраторов различной длины.

При переходе с одной нечетной гармоники на другую нечетную или с одной четной на другую четную входное сопротивление антенны меняется сравнительно мало; при переходе же с четной гармоники на нечетную или наоборот оно изменяется очень сильно. Это свойство позволяет эффективно без перестройки использовать антенны для работы на нескольких фиксированных волнах (при этом обычно используются либо четные, либо нечетные гармоники). Антенны, работающие на высших гармониках, получили название **гармониковых**.

На рис. 6-19 показаны диаграммы направленности симметричных антенн в плоскости, проходящей через ось вибраторов, при различной величине отношения l/λ без учета влияния земли. Для того чтобы получить диаграмму направленности в вертикальной плоскости несимметричных заземленных вибраторов вдвое меньшей высоты, нужно повернуть всю картину на 90° и отрезать нижнюю половину по штриховой линии.

Из проведенного рассмотрения становится ясным, что входное сопротивление и направленные свойства вибратора зависят от величины отношения l/λ, или, как говорят, «электрической длины» вибратора, т. е. его длины, выраженной в долях рабочей волны.

6-5. СИНФАЗНЫЕ И ПРОТИВОФАЗНЫЕ АНТЕННЫ. РЕФЛЕКТОРЫ И ДИРЕКТОРЫ

Для получения направленного излучения в технике коротких и ультракоротких радиоволн часто используют системы вибраторов, определенным образом расположенных относительно друг друга. Обычно вибраторы используются так, что токи в них находятся либо в фазе, либо в противофазе. В зависимости от этого систему называют синфазной или противофазной. Впервые такие антенные системы были разработаны в СССР М. А. Бонч-Бруевичем и В. В. Татариновым.

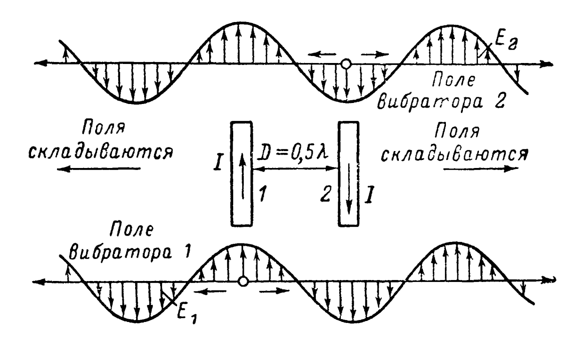


Рис. 6-20. Сложение волн двух противофазных вибраторов.

Рассмотрим сначала работу противофазных антенн. Если вибраторы, по которым протекают противофазные токи (т. е. сдвинутые на 180°), расположить на некотором расстоянии D друг от друга, соизмеримом с длиной волны, то система будет излучать. Каждый из таких вибраторов (рис. 6-20) излучает во все стороны электромагнитные волны, фазы которых у вибратора определяются фазой тока в этом вибраторе. Волна, излученная вибратором *1*, движущаяся направо, достигает вибратора *2* через отрезок времени $t = D/c$. Если расстояние D равно половине длины волны, то волна подойдет к вибратору *2* через полпериода после того, как она была излучена вибратором *1*. За это время ток в вибраторе *2*, фаза которого на 180° отличается от фазы тока в вибраторе *1*, изменит фазу на 180° и будет излучать волну, фаза которой совпадает с фазой волны, пришедшей от вибратора *1*. При этом произойдет сложение обеих волн. Вполне очевидно, что аналогичная картина будет иметь место при движении волн в противоположном направлении, т. е. в направлении от вибратора *2* к вибратору *1*.

В других направлениях (рис. 6-21, *а*) разность хода между обеими излученными волнами меньше, поскольку она всегда меньше отрезка *АБ*. По этим направлениям волны складываются, не совпадая по фазе,

и суммарное поле получается меньше, чем в направлении оси системы (т. е. линии *АБ*, перпендикулярной осям вибраторов). При угле $\varphi > 45°$ происходит частичное взаимное уничтожение волн и при $\varphi = 90°$, т. е. в направлении, перпендикулярном оси системы, разность хода становится равной нулю и обе волны полностью взаимно уничтожаются. На рис. 6-21, *а* приведена диаграмма направленности такой противофазной системы в плоскости, перпендикулярной оси вибраторов. Диаграмма направленности в плоскости, проходящей через ось вибраторов, зависит от того, является ли каждый из них симметричным или несимметричным излучателем, и от его электрической длины.

Если к данной системе присоединить еще одну такую же пару противофазных излучателей и расположить ее в той же плоскости так, чтобы расстояние между соседними проводами было 0,5λ (рис. 6-21, *б*), то она будет создавать дополнительное усиление излучения в направлении оси системы. При достаточно большом числе противофазных излучателей можно получить очень острую диаграмму направленности, максимум которой направлен вдоль оси антенной системы. Такие антенны относятся к классу п р о д о л ь н ы х и з л у ч а т е л е й.

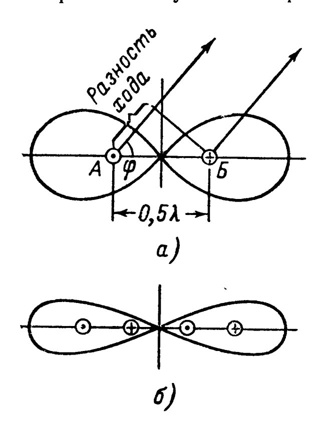


Рис. 6-21. Диаграммы направленности противофазных антенн в плоскости, перпендикулярной оси вибраторов.

а — для двух вибраторов; *б* — для четырех вибраторов.

Следует заметить, что расстояние в полволны между противофазными излучателями не является обязательным. Противофазные антенны с уменьшенным расстоянием между вибраторами обладают значительно большей направленностью, чем рассмотренная нами система.

Причину увеличения направленности при уменьшении расстояния между вибраторами ($D < 0{,}5\lambda$) нетрудно понять из рассмотрения диаграммы направленности антенны при расстоянии между вибраторами $D = 0{,}5\lambda$ (рис. 6-21, *а*). В направлениях, близких к оси системы, разность фаз волн, излученных обоими вибраторами, невелика и результирующая волна уменьшается сравнительно мало. В направлениях же, далеких от оси системы, разность фаз получается большой, и небольшое изменение направления приводит к резкому изменению амплитуды суммарной волны. У антенн с укороченными расстояниями между вибраторами уже по оси системы имеется значительная разность фаз. Поэтому даже небольшое отклонение от него приводит к резкому уменьшению амплитуды суммарной волны и диаграмма направленности оказывается много острее, чем у противофазных антенн, у которых $D = 0{,}5\lambda$.

Чем меньше расстояние между вибраторами, тем выше направленность антенной системы, но одновременно тем сильнее уменьшается сопротивление излучения антенны. Поэтому обычно расстояние между вибраторами берут не меньше чем 0,1λ.

Синфазные системы, т. е. системы, состоящие из вибраторов, токи в которых совпадают по фазе, имеют максимум излучения в направле-

нии, перпендикулярном к оси системы, так как волны, излученные вибраторами в этом направлении, не имеют разности хода и, следовательно, складываются друг с другом в одинаковых фазах (рис. 6-22). В других направлениях проявляется некоторая разность хода, возрастающая по мере уменьшения угла φ. Наибольшего значения разность хода достигает в направлении оси системы. В случае, изображенном на рис. 6-22, *а*, она равна половине волны. Поэтому в этом направлении волны взаимно уничтожаются. Таким образом, синфазная система имеет максимум излучения в направлении, по которому противофазная система не излучает, и не излучает в направлении, по которому противофазная система имела максимум излучения.

Как синфазные, так и противофазные антенны обладают двунаправленным излучением, т. е. имеют одинаковые максимумы излуче-

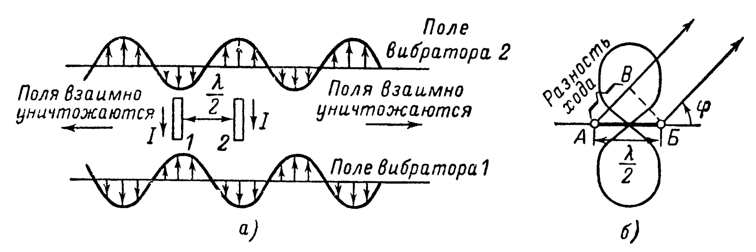


Рис. 6-22. Излучение двух синфазных вибраторов.

а — сложение волн; *б* — диаграмма направленности.

ния в двух противоположных направлениях. Однонаправленное излучение получается, когда в вибраторах, расположенных на расстоянии в четверть волны друг от друга, токи сдвинуты по фазе один относительно другого на четверть периода. Если ток в вибраторе *1* (рис. 6-23, *а*) опережает по фазе на 90° ток в вибраторе *2*, то волна вибратора *1*, движущаяся в сторону вибратора *2*, достигает последнего через промежуток времени $t = \lambda/4c = T/4$. В это время ток в нем будет иметь ту фазу, которую имел ток в вибраторе *1* при излучении волны, дошедшей теперь до вибратора *2*. Поэтому волна вибратора *2* будет синфазна с волной, пришедшей от вибратора *1*, и обе волны будут складываться. В результате этого в направлении *А* суммарная волна будет в 2 раза больше волн каждого из вибраторов.

В противоположном направлении *Б* имеет место обратная картина. Пока волна вибратора *2*, ток в котором отстает на четверть периода от тока вибратора *1*, достигнет последнего, пройдет четверть периода, и ток в вибраторе *1* к этому моменту времени уже на полпериода опередит ток вибратора *2*, создавшего волну, подошедшую к вибратору *1*. Последняя окажется в противофазе с волной, излученной вибратором *1*, и в направлении *Б* волны взаимно уничтожаются. По другим направлениям вследствие другой величины разности хода происходит либо частичное уничтожение, либо частичное сложение волн. Из диаграммы направленности такой системы (рис. 6-23, *б* и *в*) видно, что вибратор, в котором ток опережает по фазе ток другого вибратора, как бы отражает излученные последним волны и посылает их в противоположном направлении. Благодаря такому действию вибратора *1* его называют р е ф л е к т о р о м (или зеркалом), а вибратор *2* — антенной.

Однонаправленность может быть получена и при других расстояниях между вибраторами, но тогда разность фаз токов в них должна быть иной. Если, например, сделать расстояние меньше четверти волны, то для того, чтобы волна, достигшая рефлектора, встретила противофазную волну, нужно, чтобы ток в рефлекторе опережал ток в антенне на угол

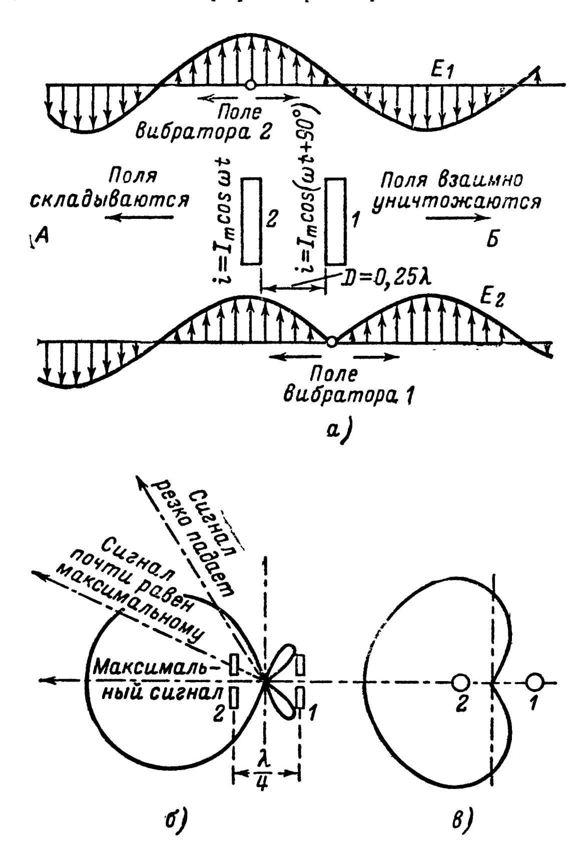


Рис. 6-23. Система из двух излучателей, обладающая однонаправленным излучением.

а — сложение волн вибраторов; *б* — диаграмма направленности в плоскости вибраторов; *в* — диаграмма направленности в плоскости, перпендикулярной вибраторам.

больше 90°. В случае уменьшенных расстояний между антенной и рефлектором, даже по оси системы в направлении главного излучения, между волнами вибраторов при их сложении есть некоторая разность фаз, поэтому уменьшение излучения по боковым направлениям будет более резким, чем в случае расстояния в четверть волны, и диаграмма направленности таких антенн будет у́же.

Волна, излученная антенной и падающая на рефлектор, наводит в нем значительные токи. Если наведенный ток будет опережать по фазе на 90° ток в антенне, то рефлектор будет выполнять свои функции, не требуя самостоятельного питания. Нужный сдвиг фаз всегда можно установить соответствующей настройкой рефлектора, заключающейся в подборе его длины. Рефлектор может представлять для наведенных токов активное (если его длина равна $\lambda/2$), емкостное (если его длина меньше $\lambda/2$) или индуктивное (если его длина больше $\lambda/2$) сопротивление, в результате чего токи в нем окажутся на тот или иной угол сдвинутыми по фазе по отношению к возбуждающей в нем э. д. с. волне.

Вследствие того что ток, наведенный в рефлекторе, всегда меньше тока в антенне, полной компенсации излучения в направлении, обратном направлению главного излучения, достигнуть не удается. Поэтому диаграмма направленности антенны с таким рефлектором (рис. 6-24) всегда будет несколько хуже диаграммы антенны с питаемым рефлектором.

Рис. 6-24. Диаграмма направленности антенны с пассивным рефлектором.

Рефлекторы, не требующие самостоятельного питания и возбуждающиеся полем излучения антенны, называются **пассивными** в отличие от рефлекторов, питаемых от генератора, которые называются **активными**. Антенны с пассивными рефлекторами имеют более простую систему питания и менее сложны в настройке. Поэтому они получили широкое распространение.

В системе, состоящей из антенны и активного рефлектора, вибраторы можно заставить поменяться ролями, изменив, например, направление тока в одном из них на обратное. При этом ток в вибраторе *2* будет опережать ток в вибраторе *1* и диаграмма направленности антенны изменит свою ориентацию на 180° (рис. 6-25). То же самое нетрудно осуществить и в системе, состоящей из антенны и пассивного рефлектора.

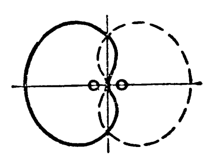


Рис. 6-25. Изменение диаграммы направленности антенны с рефлектором при изменении фазы тока в одном из вибраторов на 180°.

Вид и положение диаграммы направленности определяются одновременно расстоянием между вибраторами и сдвигом фаз между токами в вибраторах. Изменяя расстояние и сдвиг фаз, можно получать различные диаграммы направленности. На рис. 6-26 приведены диаграммы направленности для антенны с пассивным вибратором. Здесь в каждом горизонтальном ряду изображены диаграммы направленности антенны с пассивным вибратором при фиксированном расстоянии между ней и вибратором при различной настройке последнего. Настройку пассивного вибратора характеризует угол сдвига фаз $\theta_п$ между током и напряжением в нем; она достигается изменением длины вибратора или присоединяемого к нему шлейфа. Рассматривая вертикальные ряды, можно проследить, как изменяется диаграмма направленности системы при фиксированной настройке пассивного вибратора и различных расстояниях между вибраторами. Легко видеть, что при различной расстройке и при

одном и том же расстоянии пассивный вибратор может либо почти не влиять на диаграмму направленности антенны, либо играть роль рефлектора, либо, наоборот, направлять излучение на себя. В этом случае пассивный вибратор называют д и р е к т о р о м.

Точно так же, рассматривая вертикальные ряды диаграмм, можно убедиться, что пассивные вибраторы, имеющие одинаковый сдвиг фаз, могут играть роль рефлектора или директора в зависимости от расстояния до антенны. При этом заметно, что с уменьшением расстояния ком-

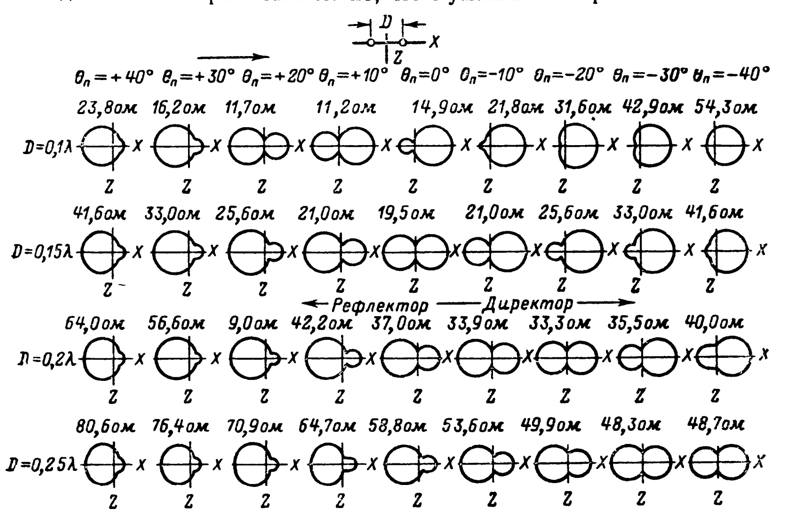


Рис. 6-26. Диаграммы направленности и значения сопротивления излучения антенны с пассивными вибраторами при различной настройке и различных расстояниях между вибраторами.

пенсация излучения в направлении, обратном направлению главного излучения, получается намного лучше, чем при больших расстояниях. Это объясняется увеличением амплитуды тока, наведенного в пассивном вибраторе при сближении его с антенной.

В антенной технике широко используются как рефлекторы, так и директоры, а в некоторых случаях применяются и те и другие вместе.

На рис. 6-26 над каждой из диаграмм направленности указано сопротивление излучения для антенны, состоящей из полуволновых активного и пассивного вибраторов. Из указанных величин сопротивлений видно, что с уменьшением расстояния между вибраторами сопротивление излучения уменьшается.

6-6. ДИАГРАММЫ НАПРАВЛЕННОСТИ АНТЕНН С УЧЕТОМ ВЛИЯНИЯ ПОВЕРХНОСТИ ЗЕМЛИ

Горизонтальный провод, расположенный низко над землей (на высоте, малой по сравнению с длиной волны), практически ничего не излучает, так как при этом образует со своим зеркальным изображением обычную двухпроводную длинную линию. С увеличением высоты рас-

стояние между антенной и ее зеркальным изображением растет, и когда оно становится соизмеримым с длиной волны, они образуют излучающую противофазную систему. Естественно, что вид характеристики излучения изменяется в зависимости от высоты. На рис. 6-27, *а* приведены диаграммы направленности расположенного над землей полуволнового вибратора в плоскости, перпендикулярной к его оси. Рассмотрение этих диаграмм приводит к выводу, что горизонтальная антенна, расположенная над хорошо проводящей землей, не излучает энергии вдоль поверхности земли.

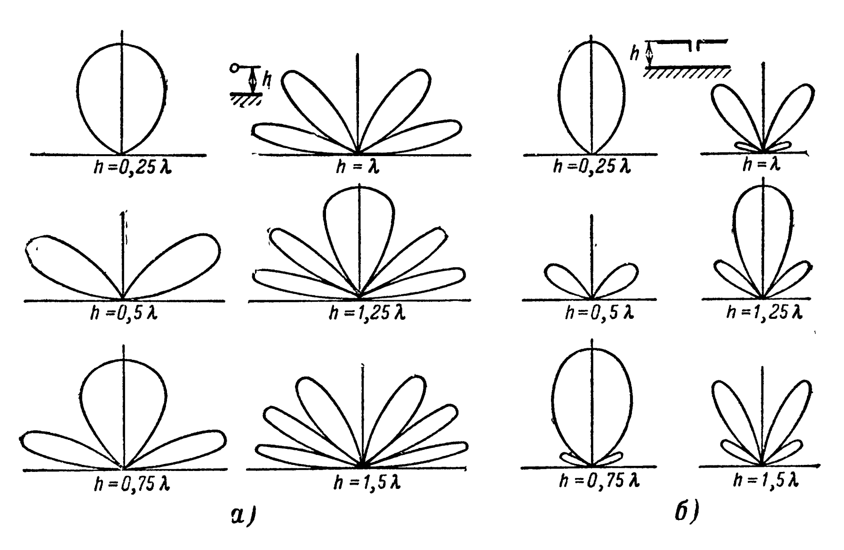


Рис. 6-27. Диаграммы направленности полуволнового вибратора над хорошо проводящей землей при различных высотах подвеса.

В вертикальной плоскости, проходящей через ось вибратора, интенсивность излучения также зависит от высоты. Для нахождения диаграмм направленности в этой плоскости воспользуемся общим правилом нахождения диаграмм сложных систем. В подавляющем большинстве случаев эти антенные системы строятся так, что отдельные излучатели, входящие в них, имеют одинаковые диаграммы направленности и одинаково ориентируются в пространстве. Это позволяет найти результирующую диаграмму направленности антенны в два приема.

Прежде всего рассчитывается результирующая диаграмма направленности системы в предположении, что все ее элементы излучают энергию по всем направлениям с некоторой средней интенсивностью, а затем учитывают неравномерность излучения вибраторов по различным направлениям, умножая графически диаграмму системы ненаправленных излучателей на диаграмму направленности вибратора (построенную в относительных единицах). На рис. 6-27, *б* представлены полученные таким образом диаграммы направленности поднятого на высоту h полуволнового вибратора в плоскости, проходящей через его ось. Для этого диаграммы на рис. 6-27, *а* графически перемножаются на диаграмму

направленности полуволнового вибратора в данной плоскости, приведенную на рис. 6-12.

Из рис. 6-27 видно, что с увеличением высоты возрастает число лепестков в диаграмме направленности и одновременно увеличивается направленность излучения. В направлении максимального излучения поле горизонтальной антенны превышает поле ненаправленного излучателя в 1,4—1,7 раза при изменении высоты подвеса от $h = 0,25\lambda$ до $h = 0,5\lambda$, т. е. коэффициент направленного действия получается небольшой. Важно заметить, что в плоскости, перпендикулярной оси вибратора, в которой его диаграмма направленности представляет окружность, с увеличением высоты подвеса вибратора возрастает интенсивность излучения под малыми углами к горизонту. При этом чем выше подвешена антенна, тем ближе к горизонту располагается нижний лепесток. Излучение под углами, близкими к вертикали, при изменении h периодически то появляется, то исчезает.

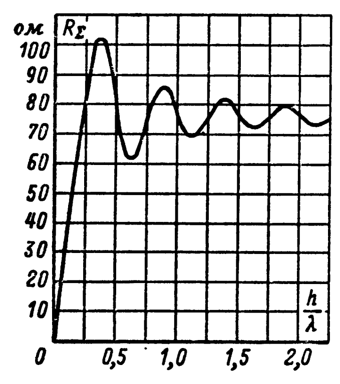


Рис. 6-28. Изменение сопротивления излучения горизонтального полуволнового вибратора от высоты подвеса над землей.

Из зависимости сопротивления излучения горизонтального полуволнового вибратора от высоты подвеса над землей (рис. 6-28) видно, что сопротивление излучения быстро возрастает с увеличением высоты, достигая на высоте $h = 0,25\lambda$ величины сопротивления излучения диполя в свободном пространстве. При дальнейшем увеличении высоты сопротивление излучения практически изменяется относительно мало. Следовательно, ориентировочные энергетические расчеты вибраторов, подвешенных на высоте более $0,25\lambda$, можно производить без учета влияния земли, тем более что точный учет его затруднен различием электрических свойств земной поверхности. Сопротивление излучения антенн других размеров изменяется таким же образом, и при расчетах допустимо пользоваться графиком, приведенным на рис. 6-28, при увеличении или уменьшении абсолютной величины сопротивления излучения в соответствии с графиком рис. 6-5.

Обычно поверхность земли под антенной не обладает свойствами идеального проводника, и поэтому электрическое поле антенны наводит в земле переменные токи, имеющие значительную вертикальную составляющую. Эти токи также создают поле излучения антенны, в результате чего поле антенны, подвешенной над поверхностью земли, содержит не только горизонтально, но и вертикально поляризованные волны.

Поскольку земля представляет для токов, наведенных в ней, конечное сопротивление, то некоторая доля энергии, излучаемая антенной, поглощается. Чем ближе антенна к земле, тем значительнее потери и меньше ее к. п. д. В результате поглощения в почве отраженные земной поверхностью волны имеют меньшую интенсивность, чем в случае отражения от идеально проводящей земли, в которой поглощение энергии отсутствует. Поэтому результирующее поле над поверхностью земли отличается от поля над идеальным проводником. Наибольшее отличие

имеет место при низком расположении антенны. Влияние сопротивления земли в этом случае может привести к повороту характеристики излучения полуволнового вибратора на 90°. При этом излучение в горизонтальной плоскости оказывается направленным вдоль оси вибратора.

Объясняется это тем, что при плохой проводимости земли емкостные токи от вибратора проникают в землю (рис. 6-29) и цепь тока образует рамку, диаграмма направленности которой имеет в горизонтальной плоскости вид восьмерки, вытянутой вдоль оси вибратора (см. § 6-8). Излучение же тока, протекающего в горизонтальном вибраторе при низком расположении, невелико из-за влияния его «зеркального изображения». Это явление сказывается в разной степени при различной высоте подвеса антенны и различной проводимости земли. В общем случае излучение горизонтального диполя в направлении оси не равно нулю, что благоприятно для ненаправленной работы.

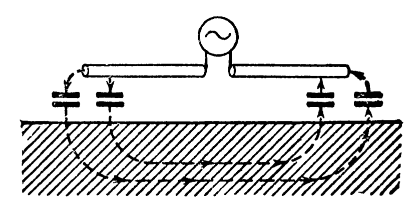


Рис. 6-29. Горизонтальный вибратор над плохо проводящей землей.

На рис. 6-30 приведены экспериментально снятые на волне 50 *м* диаграммы направленности в вертикальной плоскости горизонтальных антенн, расположенных над хорошо проводящей поверхностью (*1* — над морской водой), над полупроводящей поверхностью (*2* — над сырой почвой) и над плохо проводящей поверхностью (*3* — над сухой почвой). Они показывают, что с ухудшением проводимости почвы результирующее поле несколько уменьшается, однако эти изменения не очень велики. Поэтому на практике пользуются диаграммами, полученными для горизонтальных антенн над идеально проводящей землей.

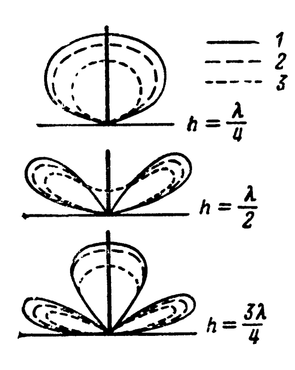


Рис. 6-30. Диаграммы направленности горизонтальных вибраторов в плоскости, перпендикулярной их оси над поверхностями с различной проводимостью.

Вертикальные антенны, излучающие над идеально проводящей землей, образуют со своим зеркальным изображением синфазную систему вытянутых по одной линии вибраторов. Такая система имеет максимум излучения в плоскости, перпендикулярной их оси, т. е. в горизонтальной плоскости, и минимум излучения — в вертикальном направлении.

На рис. 6-31, *а* приведены характеристики излучения двух синфазных ненаправленных излучателей при различных расстояниях между ними, а на рис. 6-31, *б* — характеристики излучения полуволнового симметричного вибратора, расположенного на различной высоте над землей. С увеличением высоты подвеса возрастает число лепестков диаграммы направленности и увеличивается направленность излучения в направлении к горизонту. Новые лепестки появляются под большими углами к горизонту и с увеличением высоты подвеса антенны увеличива-

ют свою интенсивность и опускаются вниз; одновременно они сужаются, и направленность излучения возрастает.

Несколько иначе обстоит дело с излучением несимметричных заземленных антенн. Они вместе со своими зеркальными изображениями образуют симметричные антенны, характер излучения которых целиком определяется их длиной. Поэтому для нахождения диаграмм направленности нужно пользоваться соответствующими характеристиками излучения симметричных антенн различной длины, приведенными на рис. 6-19.

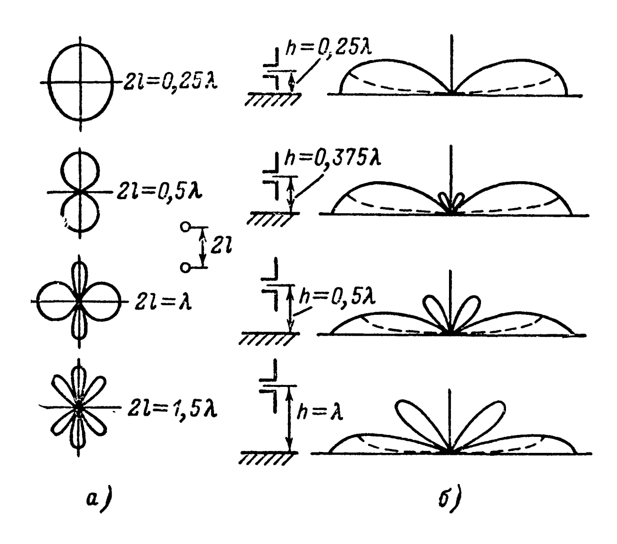


Рис. 6-31. Диаграммы направленности вертикальных антенн, расположенных над землей.

а — двух синфазных ненаправленных излучателей; *б* — полуволнового симметричного вибратора (штриховые линии соответствуют случаю плохо проводящей земли).

Сопротивление излучения вертикальных антенн меньше чем у горизонтальных и зависит от высоты подвеса. При минимальной высоте подвеса, когда нижний конец антенны находится на уровне земли, сопротивление излучения полуволнового вибратора, как указывалось выше, равно 100 *ом*. При увеличении высоты центра антенны над землей оно быстро падает до величины сопротивления излучения полуволнового вибратора в свободном пространстве (73,1 *ом*). Начиная с высоты $h = 0{,}25\lambda$ (рис. 6-32) все энергетические расчеты вертикальных антенн можно производить, не учитывая влияния земли.

В том случае, когда земля обладает плохой проводимостью, диаграмма направленности изменяется главным образом под малыми углами к горизонту. Влияние поглощения в земле сказывается в том, что исчезает излучение вдоль земной поверхности, и нижний лепесток диаграммы направленности приобретает вид, показанный на рис. 6-31, *б* штриховой линией. Одновременно появляется небольшой добавочный лепесток под

большим углом к горизонту, но интенсивность его невелика, и обычно его не учитывают. Естественно, что вследствие поглощения результирующее поле излучения будет ослаблено по сравнению со случаем идеально проводящей земли.

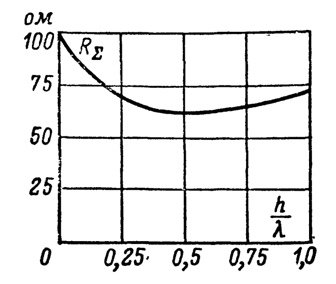


Рис. 6-32. Зависимость сопротивления излучения вертикального заземленного полуволнового вибратора от высоты подвеса над землей.

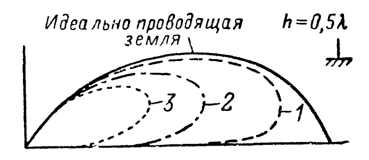


Рис. 6-33. Диаграммы направленности вертикального заземленного вибратора над землей с разной проводимостью.

Аналогичные изменения происходят в диаграмме направленности заземленных вибраторов (рис. 6-33). Она показывает, что в основном влияние плохой проводимости земли выражается в ослаблении поля и эффекте «отброса» нижнего лепестка диаграммы направленности от поверхности земли.

6-7. СЛОЖНЫЕ ВИБРАТОРЫ

Антенны с большим сопротивлением излучения обладают высоким к. п. д., характеризуются малыми токами и напряжениями при резонансе, просты в настройке и регулировке. Поэтому всегда стремятся к максимальному увеличению сопротивления излучения антенны, увеличивая для этого длину излучающего провода. Однако у линейных проводов увеличение сопротивления излучения с увеличением их длины происходит не непрерывно, а замедляется периодически небольшими уменьшениями этого сопротивления (см. рис. 6-5), вызванными излучением противофазных участков провода.

Увеличить сопротивление излучения при увеличении длины антенны можно двумя путями. Во-первых, можно согнуть участки с противоположным направлением тока в неизлучающие четвертьволновые шлейфы, как это делается в синфазных антеннах (см. рис. 6-1, *м*). Но при этом общая длина входящих в антенную систему проводов, определяющая сопротивление потерь, оказывается почти вдвое больше длины излучающей части. Поэтому синфазные антенны из проводов, вытянутых в одну линию, применяются только для получения направленного излучения. Во-вторых, можно согнуть антенный провод в тех местах, где изменяется направление тока. Тогда пространственное направление токов в отдельных участках антенной системы уже не будет противоположным, и при угле изгиба в 90° компенсирующее действие их излучения сведется к нулю. Образующаяся при этом система носит название антенны Ширекса (рис. 6-34).

Если угол изгиба сделать равным 180°, то пространственное направление токов в антенне станет везде одинаковым. При небольшом по сравнению с длиной волны расстоянии между излучающими участ-

ками созданные ими волны приходят в любые точки пространства с одинаковой фазой и усиливают друг друга. На рис. 6-35 приведены типичные примеры так называемых ш л е й ф - в и б р а т о р о в, основанных на данном принципе. Все они имеют общую длину провода, равную целому числу полуволн, и поэтому являются резонансными системами, входное сопротивление которых носит чисто активный характер. Ток от генератора последовательно обтекает синфазные излучающие элементы, представляющие собой полуволновые вибраторы.

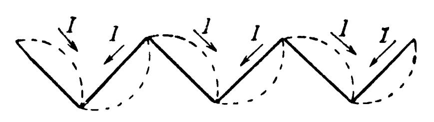


Рис. 6-34. Антенна Шпрекса.

В отличие от синфазных антенн из вибраторов, вытянутых в одну линию, такие системы не содержат неизлучающих участков провода, и поэтому сопротивление потерь в них имеет минимальную величину. Зато диаграмма направленности шлейф-вибраторов практически не отличается от диаграммы простого полуволнового вибратора.

На рис. 6-35, *а* показана двухвибраторная шлейф-антенна, которую часто называют также п е т л е в ы м в и б р а т о р о м. В ней конец *В* соединен с концом *А* для того, чтобы не нарушать симметрии системы. В противном случае (рис. 6-35, *б*) в питающем фидере потекут различные токи и он создаст интенсивное излучение в окружающем пространстве. Необходимо обратить внимание на то, что оба вибратора при этом оказываются соединенными не параллельно, как это могло бы показаться на первый взгляд, а последовательно. В тех случаях, когда в антенне укладывается нечетное число полуволн (рис. 6-35, *в*), система получается симметричной и соединять ее концы не нужно. На рис. 6-35, *г* изображена четырехэлементная антенна.

Рис. 6-35. Шлейф-вибраторы.

а — петлевой вибратор; *б* — петлевой вибратор без перемычки; *в* — трехэлементные вибраторы; *г* — четырехэлементный вибратор; *д* — вибратор с длиной 3 λ /4.

Из приведенных примеров видно, что во всех проводах, образующих сложные вибраторы, одновременно текут одинаковые синфазные токи. Поскольку они располагаются в непосредственной близости друг от друга, то такую систему можно рассматривать как единый вибратор, в котором течет ток $I_{m\,A} = nI_{m\,A1}'$, где n — число элементов в антенне, а $I_{m\,A1}$ — амплитуда тока в элементах.

Мощность излучения сложного вибратора может быть подсчитана по общей формуле

$$P_\Sigma = \frac{1}{2} (nI_{mA1})^2 R_{\Sigma 1} = \frac{1}{2} I^2_{mA1} n^2 R_{\Sigma 1},$$

где $R_{\Sigma 1}$ — сопротивление излучения одного элемента (полуволнового вибратора). Отсюда

$$R_{\Sigma} = n^2 R_{\Sigma 1}, \tag{6-19}$$

т. е. сопротивление излучения сложного вибратора равно сопротивлению излучения его отдельного элемента, умноженного на квадрат числа образующих его элементов.

Результаты измерений сопротивлений излучения вибраторов хорошо совпадают со значениями, получаемыми по формуле (6-19). Так, для петлевого двухэлементного вибратора при измерениях получено $R_{\Sigma} = 320$ *ом*, а для трехэлементного вибратора $R_{\Sigma} = 640$ *ом*. Некоторое расхождение полученных значений с вычисленными по формуле (6-19) объясняется изменением закона распределения тока в проводах вибраторов из-за их взаимного влияния. Эти значения сопротивления излучения настолько велики, что двухэлементные и трехэлементные вибраторы можно непосредственно согласовывать с открытыми двухпроводными линиями, что является их весьма ценным свойством.

Сложные вибраторы допускают удовлетворительную работу без перестройки антенны и питающего ее фидера внутри любого любительского диапазона; при работе же с обычным вибратором коэффициент бегущей волны фидера изменяется в пределах такого диапазона примерно в 2 раза. Это свойство является также чрезвычайно ценным при широкополосной работе, например, при передаче и приеме частотно-модулированных сигналов, в телевидении, телеуправлении и радиолокации.

Сопротивления излучения можно подбирать, изгибая провод не в точках, где ток меняет свое направление, а в других точках провода. Тогда в отдельных частях вибраторов будут течь противофазные токи, и сопротивление излучения будет несколько уменьшено. Например, с 500-омной воздушной линией хорошо согласуется петлевой вибратор, состоящий из двух вибраторов длиной в 0,75 λ и имеющий сопротивление излучения $R_{\Sigma} = 500$ *ом* (рис. 6-35, *д*). Полная длина провода такого вибратора равна 1,5λ, поэтому он является резонансной системой. Распределение тока в обоих проводах различно; оно показано на рис. 6-35, *д*. Диаграмма направленности такой системы мало отличается от диаграммы направленности полуволнового вибратора. В некоторых случаях одновременно с изменением сопротивления излучения меняется и диаграмма направленности.

6-8. РАМОЧНЫЕ АНТЕННЫ

В отличие от рассмотренных выше антенн рамочная антенна (рис. 6-36, *а* и *б*) используется на волнах, длина которых намного больше ее собственной волны. Рамку можно представить как расширенный конец короткозамкнутого фидера. Собственная волна рамки обычно в 4—6 раз длиннее общей протяженности входящих в нее проводов. Настройка ее производится при помощи конденсаторов или катушек индуктивности, включаемых на ее входе. Вследствие того что размеры рамочной антенны обычно намного меньше длины рабочей волны, токи в противолежащих сторонах ее имеют противоположное направление.

В плоскости, перпендикулярной рамке, антенна обладает диаграммой направленности, имеющей вид восьмерки (рис. 6-36, *в*). В направлении перпендикуляра к плоскости рамки противофазные волны, излу-

ченные противолежащими ее сторонами, не имеют разности хода и взаимно уничтожаются. По другим направлениям полного уничтожения не происходит вследствие появления некоторой разности хода. Наибольшей величины разность хода достигает в направлении прямой, соединяющей стороны рамки. По этому направлению излучение максимально.

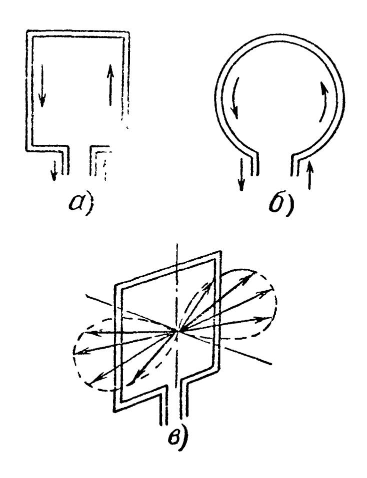


Рис. 6-36. Рамочные антенны.

а — квадратная рамка; *б* — круглая рамка; *в* — диаграмма направленности.

Вследствие малой длины сторон рамочной антенны (расстояния между попарно противофазными излучающими элементами мало по сравнению с длиной волны) сопротивление излучения и действующая высота такой антенны незначительны. Поэтому рамочные антенны редко используются в передатчиках. В приемной же технике они находят широкое применение. Для увеличения действующей высоты рамочной антенны ее можно выполнить из нескольких витков провода. Форма контура рамки при этом может быть как прямоугольной, так и круглой.

Действующая высота рамочной антенны рассчитывается по формуле

$$h_д = 2\pi nS\frac{1}{\lambda},$$

где n — число витков провода, образующего рамку, а S — площадь рамки.

Магнитное поле, а следовательно, и действующую высоту рамки можно увеличить, если намотать ее на сердечник из материала с высокой магнитной проницаемостью и малыми потерями для токов высокой частоты. В качестве такого материала чаще всего используют феррит. Такие антенны, получившие широкое распространение в приемной технике, называют м а г н и т н ы м и.

6-9. АНТЕННЫ ДЛИННЫХ И СРЕДНИХ ВОЛН

На длинных и средних волнах земная поверхность имеет обычно хорошую проводимость. У поверхности же хорошего проводника электрическое поле может быть направлено только перпендикулярно его поверхности. Поэтому как передающие, так и приемные антенны для этих волн должны обладать развитой вертикальной частью.

Для того чтобы антенна была резонансной и имела достаточно большие сопротивления излучения и к. п. д., размеры ее должны приближаться по крайней мере к $0{,}25\lambda$, т. е. на длинных волнах высота ее должна быть равна нескольким сотням метров. Практически удается построить антенны (мачты) высотой не более 200—300 *м*. Поэтому на волнах длиннее 1 000 *м*, как правило, приходится работать с антеннами длиной меньше резонансной. Вследствие этого входное сопротивление антенны имеет реактивную составляющую емкостного характера, для компенсации которой последовательно с антенной приходится включать катушку

индуктивности (рис. 6-37, *а*). Эти катушки называют **удлинительными**. Сопротивление излучения, как это видно из графика, приведенного на рис. 6-5, у антенн с малой электрической длиной весьма мало. В то же время активное сопротивление удлинительных катушек довольно значительно. Поэтому сопротивление потерь в цепи антенны становится больше или того же порядка, что и сопротивление излучения, и в соответствии с формулой (6-7) к. п. д. антенны получается весьма низким.

На средних волнах при работе антенны в широком диапазоне частот может оказаться, что частота подводимых к ней колебаний ниже резонансной. В этом случае реактивная составляющая ее входного сопротивления имеет индуктивный характер, и для настройки антенны приходится применять конденсатор, который принято называть **укорачивающим**. В общем случае цепь настройки диапазонной антенны

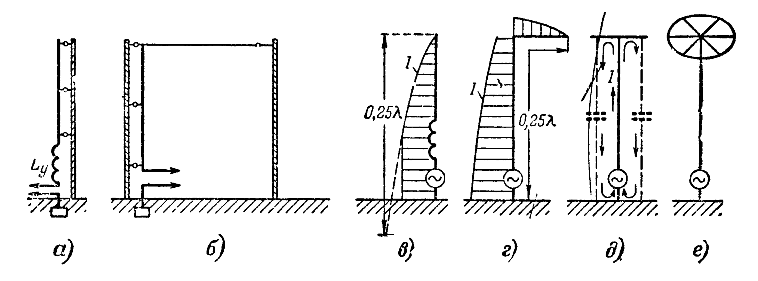


Рис. 6-37. Антенны длинных и средних волн.

а — заземленный вибратор с удлинительной катушкой; *б* — Г-образная антенна; *в* — распределение тока в антенне с катушкой; *г* — распределение тока в Г-образной антенне; *д* — Т-образная антенна; *е* — антенна со «звездочкой».

должна содержать как емкость, так и индуктивность. С точки зрения получения максимального к. п. д. антенны выгоднее, конечно, работать с укорачивающим конденсатором, но это не всегда возможно из-за трудностей, связанных с созданием антенны большой длины.

Применение элементов настройки не изменяет сопротивления излучения антенны, которое определяется только ее электрической длиной и поэтому при работе с короткими антеннами сопротивление излучения всегда невелико. Вследствие этого для получения большой мощности излучения в таких антеннах приходится возбуждать большие токи. Малое сопротивление излучения приводит также к тому, что резонансная характеристика антенны становится очень острой; вследствие этого антенна очень критична в настройке. Кроме того, при низком сопротивлении излучения приходится особенно тщательно выполнять заземление нижнего конца антенны, ибо в противном случае резко снижается к. п. д. системы.

Для увеличения к. п. д. вместо использования катушки индуктивности часто увеличивают длину антенны до резонансной и сгибают ее на высоте мачты под прямым углом, образовав оставшейся частью горизонтальный участок. Такая Г-образная антенна излучает лучше, чем прямая антенна с удлинительной катушкой, но она требует установки второй мачты (рис. 6-37, *б*). Если высота подвеса Г-образной антенны невелика, то горизонтальная часть ее практически не излучает, так как она образует со своим зеркальным изображением двухпроводную линию.

Зато распределение тока в излучающей вертикальной части существенно улучшается. В ней укладывается часть стоячей волны тока, близкая к пучности, и пучность располагается ближе к верхнему концу, который находится в наиболее благоприятных для излучения условиях.

Увеличить амплитуду тока на конце антенны можно также, создав дополнительную горизонтальную часть в виде двух горизонтальных лучей (Т-образная антенна на рис. 6-37, *д*) или в виде многих лучей (антенна со «звездочкой» на рис. 6-37, *е*). Во всех случаях горизонтальные элементы образуют с землей некоторую емкость. Благодаря этому амплитуда тока на конце вертикальной части антенны уже не равна нулю, и распределение тока вдоль нее становится более равномерным. Площадь тока, а следовательно, и действующая высота антенны увеличиваются.

Для увеличения сопротивления излучения радиовещательные антенны часто выполняются в виде нескольких вертикальных вибраторов, питаемых от одного генератора. Вибраторы располагаются на расстояниях намного меньших длины волны и связываются верхними горизонтальными частями (рис. 6-38). Такую систему можно рассматривать как сложное соединение Т-образных и Г-образных антенн.

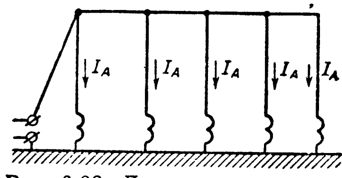


Рис. 6-38. Длинноволновая антенна из нескольких близко расположенных излучателей.

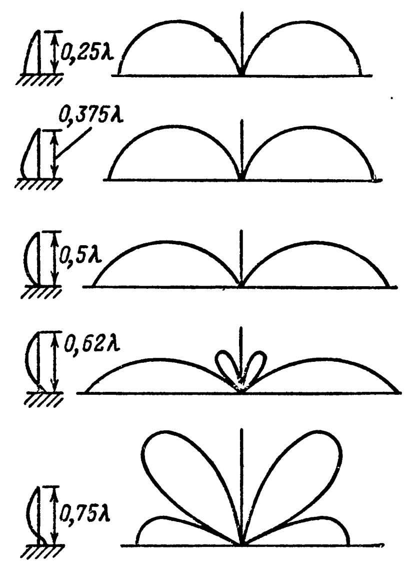


Рис. 6-39. Диаграммы направленности в вертикальной плоскости заземленных вибраторов различной длины.

Из сравнения диаграмм направленности заземленных вибраторов различной длины (рис. 6-39) видно, что наибольшее излучение в направлении малых углов к горизонту (это важно при установлении дальних связей) имеют вибраторы с электрической длиной от $l/\lambda = 0{,}5$ до $l/\lambda = 0{,}62$. Исследование этого вопроса показало, что наивыгоднейшая длина антенны $l = 0{,}528\lambda$. На средних волнах создание такой антенны вполне возможно.

6-10. АНТЕННЫ КОРОТКИХ ВОЛН

Чем короче волна, тем больше разнообразие используемых типов антенн. Для коротких волн проводимость почвы ухудшается, и вследствие этого возрастают потери в заземлении. Поэтому на этих волнах обычно избегают использования заземленных вибраторов. Только

около больших водных поверхностей или при расположении радиостанции на сырых почвах заземленные вибраторы дают хорошие результаты. Наилучшие результаты получаются при длине вибратора в полволны. Тогда у заземления находится узел тока, и даже при большом переходном сопротивлении потери в нем будут невелики. Если высоту мачты желательно уменьшить, то можно часть вибратора согнуть под прямым углом, образуя Г-образную антенну, или сделать антенну наклонной (рис. 6-40).

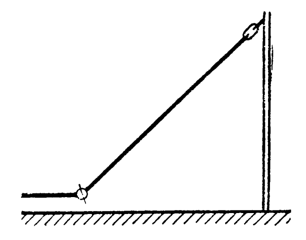


Рис. 6-40. Наклонный провод.

Наиболее распространенным типом коротковолновых антенн является горизонтальный полуволновый вибратор. Для получения максимальной дальности связи желательно иметь антенну, интенсивно излучающую под малыми углами (10—20°) к горизонту. С этой точки зрения горизонтальные вибраторы имеют хорошие диаграммы направленности при высоте подвеса от 0,5 λ и выше (см. рис. 6-27,*а*), но увеличивать высоту подвеса более $h = \lambda$ обычно бывает трудно.

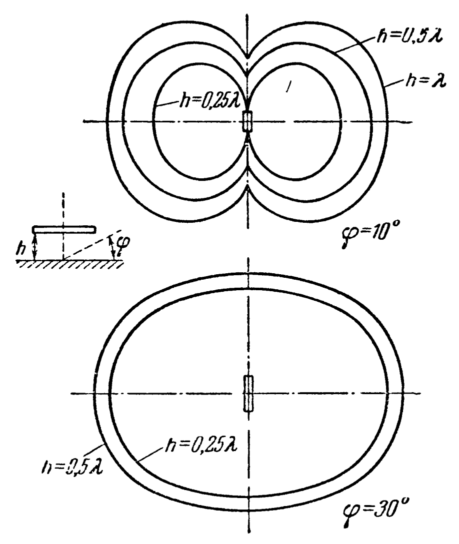


Рис. 6-41. Диаграммы направленности горизонтального полуволнового вибратора в горизонтальной плоскости под различными углами к горизонту при различной высоте подвеса.

В горизонтальной плоскости антенна имеет неравномерную диаграмму направленности; в плоскостях, расположенных под углом φ к горизонту, величина этой неравномерности будет изменяться в зависимости от высоты подвеса антенны и величины угла φ (рис. 6-41). Это необходимо учитывать при установке антенны, ориентируя максимумы излучения по направлению наиболее важных линий связи. Работа антенны в нужном диапазоне волн наиболее просто осуществляется при питании вибратора в центре двухпроводным воздушным фидером.

Поскольку входное сопротивление вибратора близко к 73 *ом*, а фидер обладает волновым сопротивлением в несколько сотен ом, то, если не принять специальных мер, вибратор и фидер будут рассогласованы и в последнем возникнут стоячие волны. Повышение напряжения при стоячих волнах на отдельных участках фидера и ухудшение его к. п. д., а также резкая зависимость входного сопротивления фидера от его длины являются серьезными

недостатками такого метода питания. С ними можно мириться только в том случае, если длина фидерной линии не превышает 3λ — 4λ. Однако в ряде случаев оказывается необходимым осуществлять согласование и при меньшей длине фидера.

В ряде случаев по чисто конструктивным соображениям питающий фидер удобно присоединять к концу полуволнового вибратора. Поскольку на конце вибратора находится узел тока, то для сохранения симметрии фидера, т. е. получения узла тока на свободном конце его второго провода, этот конец крепят на изоляторе (рис. 6-42).

Рис. 6-42. Схема подключения фидера к концу полуволнового горизонтального вибратора.

Если длина соединительного фидера больше 3λ — 4λ, то потери в нем при рассогласовании становятся недопустимо большими и приходится принимать необходимые меры для согласования фидера с антенной. Это достигается обычно с помощью согласующих трансформаторов. На рис. 6-43,*а* приведен пример согласования высокоомного воздушного фидера и вибратора с низким входным сопротивлением с помощью трансформатора в виде четвертьволновой разомкнутой линии. Согласование достигается изменением точек подключения вводов фидера к трансформатору. Чем ближе они к разомкнутому концу линии трансформатора, тем выше входное сопротивление системы антенна — трансформатор.

На рис. 6-43,*б* изображен способ согласования вибраторов, имеющих большое входное сопротивление, с воздушной линией. В этом случае

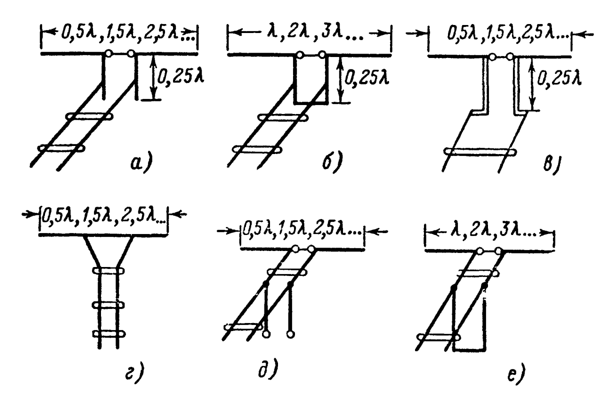


Рис. 6-43. Согласование горизонтальных вибраторов с двухпроводными фидерами.

приходится применять трансформатор в виде отрезка короткозамкнутой линии. Согласование входного сопротивления вибратора в системе, изображенной на рис. 6-43, *в*, достигается путем подбора волнового

сопротивления промежуточной четвертьволновой линии. Способ согласования с помощью реактивного шлейфа в виде отрезка разомкнутой и короткозамкнутой линий показан на рис. 6-43, *д* и *е*. Здесь согласование достигается путем подбора длины шлейфа и места его подключения к фидеру.

Особенно широко используется способ согласования полуволновых вибраторов с помощью отрезка расходящейся линии (рис. 6-43, *г*). Здесь, с одной стороны, согласование достигается путем изменения положения точек подключения линии к вибратору, а с другой стороны, путем изменения волнового сопротивления отрезка расходящейся линии. Чем ближе к концам вибратора устанавливаются вводы, тем больше его входное сопротивление. Этот же принцип положен в основу согласования вибраторов с однопроводным фидером (рис. 6-44), где оно достигается подбором смещения ввода Δ от центра вибратора. Из-за того что при согласовании энергия переносится вдоль линии и поглощается нагрузкой, излучение однопроводного фидера в этом случае невелико.

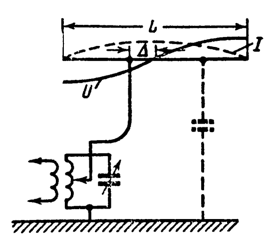


Рис. 6-44. Согласование горизонтального вибратора с однопроводным фидером.

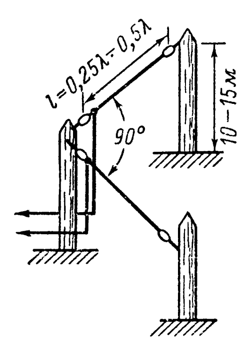


Рис. 6-45. Уголковая антенна Пистолькорса.

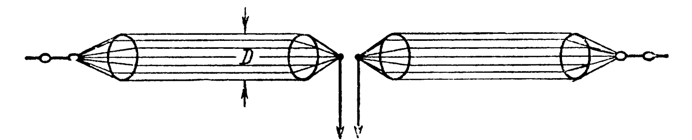


Рис. 6-46. Диполь Надененко.

Широкое распространение на коротковолновых станциях получила уголковая антенна Пистолькорса (рис. 6-45). Она представляет собой симметричный вибратор, половины которого раздвинуты не на 180°, а на 90° (иногда на 120°). Сопротивление излучения при этом несколько уменьшается, но зато диаграмма направленности в горизонтальной плоскости получается гораздо более равномерной, чем у вибратора с проводами, вытянутыми в одну линию; эту антенну можно практически считать ненаправленной.

Для успешной работы в широком диапазоне частот необходимо, чтобы антенна относительно мало меняла свою диаграмму направленности и величину входного сопротивления при изменении длины волны. Этим свойством обладают антенны с малым волновым сопротивлением,

состоящие из вибраторов с большим диаметром. На этом принципе основана широко распространенная антенна-диполь Нaдененко (рис. 6-46). При диаметре излучателя $D = 0{,}03\lambda$ волновое сопротивление диполя близко к 300 *ом* и антенна удовлетворительно согласуется в широком диапазоне частот с 200-омным фидером, в качестве которого обычно используется четырехпроводная линия. При этом нет надобности выполнять антенну из сплошного проводника (опыт показывает, что шесть — восемь проводов, натянутых по образующим цилиндра, достаточно хорошо заменяют сплошной проводник).

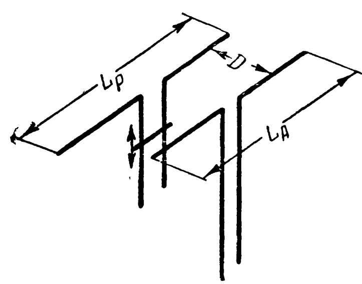


Рис. 6-47. Горизонтальный полуволновый вибратор с пассивным рефлектором.

В диапазоне коротких волн вследствие малой длины вибраторов имеются довольно большие возможности создания направленных антенн. Наиболее простой из них является антенна с рефлектором. Антенны с рефлектором и директором получаются весьма громоздкими и используются довольно редко. При нормальных расстояниях между антенной и пассивным рефлектором размеры для двухвибраторной системы, показанные на рис. 6-47, вычисляются по формулам:

$$L_А = \frac{143{,}4}{f};\quad L_р = \frac{146{,}6}{f};\quad D = \frac{75}{f}. \qquad (6\text{-}20)$$

Здесь $L_А$, $L_р$ и D даны в метрах, а f — в мегагерцах. Для точной коррекции настройки пассивного вибратора по предложению В. В. Татаринова часто используются реактивные шлейфы.

Расстояние в четверть волны между вибраторами на коротких волнах получается довольно значительным, поэтому чаще используются системы с уменьшенными расстояниями между вибраторами. Вследствие сильного влияния вибраторов друг на друга точные наивыгоднейшие размеры системы указать невозможно. Кроме того, они зависят от индивидуальных свойств системы: высоты подвеса над землей, свойств почвы, толщины проводов и др. Их находят опытным путем при регулировке антенны. При уменьшенных расстояниях возможно создание и трехвибраторных антенн. В этом случае расстояние между активным вибратором и рефлектором выбирают обычно $0{,}15\lambda$, а между активным вибратором и директором $0{,}1\lambda$. При правильной настройке такая система может повысить коэффициент направленного действия в главном направлении на 10 *дб* и ослабить излучение в обратном направлении на 30 *дб*.

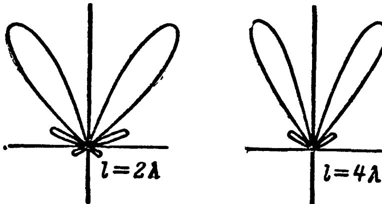


Рис. 6-48. Диаграммы направленности провода с бегущей волной.

В диапазоне коротких волн нашли распространение антенны с бегущей волной. Режим бегущей волны в проводах антенн достигается тем,

что они нагружаются на конце на чисто активное сопротивление, равное их волновому сопротивлению. Диаграмма направленности провода с бегущей волной представляет собой довольно узкий лепесток (точнее тело, получающееся в результате его вращения около провода как около оси), наклоненный в направлении движений волны (рис. 6-48). Острота

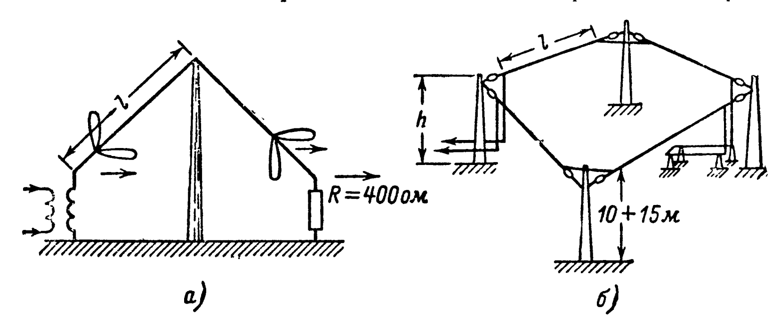


Рис. 6-49. Антенны бегущей волны.

а — V-образная антенна; *б* — ромбическая антенна.

диаграммы и угол наклона лепестка возрастают с увеличением электрической длины провода.

Направленное действие антенн увеличивают, изготовляя их из двух (V-образная антенна) или четырех (ромбическая антенна) проводов, направленных под углом друг к другу так, чтобы направление лепестков их диаграмм совпадало (рис. 6-49). В качестве нагрузочного сопротивления в ромбических антеннах обычно используется линия с большим затуханием (например, из стальных проводов). Длина сторон антенн бегущей волны обычно выбирается равной от 2λ до 4λ. Высота мачт V-образной антенны и угол раствора ромбической антенны должны выбираться так, чтобы главные лепестки диаграммы проводов имели нужное направление. Основное достоинство таких антенн заключается в очень широком диапазоне рабочих частот, а недостаток — в относительно больших габаритах и значительных потерях энергии в нагрузочном сопротивлении.

Рис. 6-50. Четырехвибраторная синфазная антенна.

В диапазоне коротких волн возможно использование синфазных и противофазных антенн. Эти антенны должны решать две основные задачи: создавать излучение под низкими углами к горизонту и придавать этому излучению направленный характер в заданном направлении. Первая задача решается в синфазных антеннах путем расположения вибраторов в два, четыре и более этажей на расстоянии в полволны один над другим (рис. 6-50). Тогда в горизонтальном направлении излучение вибраторов складывается, а в вертикальном из-за разности хода на λ/2 уничтожается. В противофазных антеннах для получения того же эффекта нужно располагать вибраторы на одном уровне, на расстоянии в полволны один от другого (рис. 6-51). Тогда благодаря разности хода λ/2 в горизонтальном направлении волны, излученные противофазными вибраторами, будут усиливать друг друга, а в вертикальном направлении они будут взаимно уничтожаться.

Для решения второй задачи в сложных антеннах горизонтальные ряды выполняются из синфазных вибраторов. Чем больше их в рядах, тем более высокой направленностью в горизонтальной плоскости обладает антенна. Синфазность возбуждения вибраторов достигается тем, что они питаются от одного фидера, подключаясь к нему через интервалы в $\lambda/2$. Вибраторы через этаж соединяются с фидером перекрещивающимися перемычками.

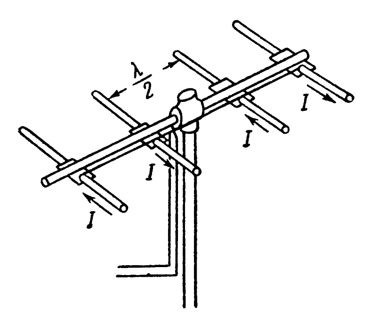


Рис. 6-51. Направленная противофазная антенна.

При втором распространенном способе питания синфазных вибраторов их соединяют последовательно через неизлучающие фазирующие шлейфы (рис. 6-52). При этом для выполнения условия синфазного излучения достаточно, чтобы общая длина проводов вибратора и последующего шлейфа равнялась длине волны, а длина самих вибраторов значения не имеет. Синфазные антенны обладают большим входным сопротивлением, близким к сумме сопротивлений излучения всех вибраторов, поэтому их удобно питать через высокоомные воздушные фидеры.

Для получения более высокой направленности и уменьшения габаритов антенн расстояние между вибраторами в противофазных антеннах обычно уменьшают до $0{,}15\lambda$—$0{,}1\lambda$. Это дает возможность также упростить систему их питания, соединяя вибраторы не через фазирующие шлейфы, а короткими перекрещивающимися перемычками (рис. 6-53). Из-за сильного взаимного влияния близко расположенных вибраторов точная длина их собственной волны может в сильной степени меняться, поэтому ее находят опытным путем в процессе регулировки антенны. При малом расстоянии между вибраторами их сопротивление излучения резко падает и питание от высокоомного воздушного фидера становится возможным только через согласующий трансформатор.

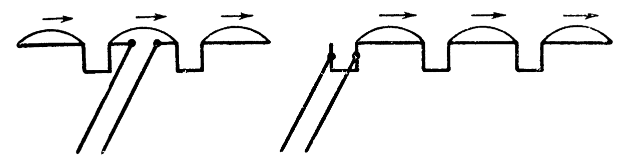


Рис. 6-52. Питание синфазных вибраторов через неизлучающие фазирующие шлейфы.

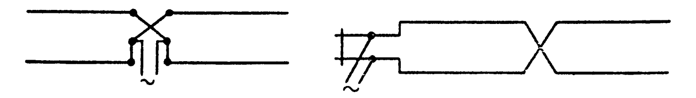


Рис. 6-53. Противофазные антенны с укороченными расстояниями между излучателями.

6-11. АНТЕННЫ УЛЬТРАКОРОТКИХ ВОЛН

В диапазоне ультракоротких радиоволн используются преимущественно антенны, обладающие острой направленностью хотя бы в одной плоскости. При малой длине волны такие антенны получаются достаточно компактными, что дает возможность, не встречая больших технических трудностей, делать их вращающимися. Благодаря этому имеется возможность, получая большой выигрыш в мощности и уменьшая взаимные помехи радиостанций, осуществлять связь по любым желаемым направлениям. В диапазоне метровых волн наиболее часто используются описанные выше многовибраторные синфазные и противофазные системы.

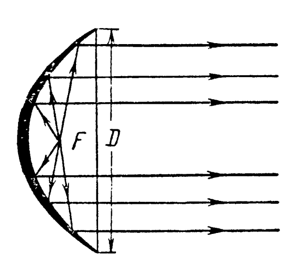


Рис. 6-54. Фокусировка параболическим отражателем излучения точечного излучателя в параллельные лучи.

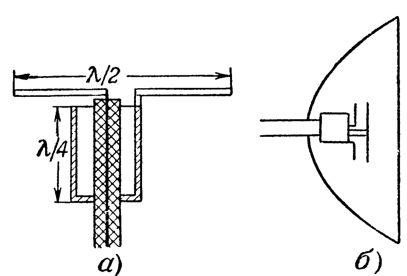


Рис. 6-55. Вибратор параболической антенны.

а — подключение к коаксиальному кабелю; *б* — установка вибратора с контррефлектором.

На волнах дециметрового и сантиметрового диапазонов для создания острой направленности широко используются о т р а ж а т е л и различного типа, особенно часто применяются п а р а б о л и ч е с к и е з е р к а л а, выполняемые обычно из дюралюминиевого листа. Принцип их действия основан на известном свойстве параболических зеркал, заключающемся в том, что лучи, идущие параллельно оси зеркала, собираются в одной точке, находящейся перед ним и называемой ф о к у с о м о т р а ж а т е л я. Естественно, что если использовать систему в обратном порядке, т. е. поместить в фокусе F зеркала излучатель, то его лучи будут собраны отражателем в параллельный пучок (рис. 6-54). Однако это имеет место только при идеальном точечном излучателе. Реальные излучатели обычно представляют собой полуволновые вибраторы, питаемые через коаксиальный кабель и симметрирующий четвертьволновый трансформатор, который изолирует одну из половин вибратора от внешней оплетки кабеля (рис. 6-55, *а*). Для возможно большего сужения диаграммы направленности и уничтожения ее боковых лепестков нужно, чтобы размеры отражателя (его диаметр D) были во много раз больше размеров излучателя l, т. е. $D \gg l = \lambda/2$.

Получение узкой диаграммы направленности возможно только при изготовлении параболического зеркала с высокой степенью точности. Ширина диаграммы направленности может быть рассчитана по формуле

$$\theta = 60 \frac{\lambda}{D}. \tag{6-21}$$

Эта формула показывает, что при достаточно большом диаметре зеркала можно получить весьма узкую диаграмму направленности. Так, при $D = 20\lambda$, что вполне осуществимо на сантиметровых и даже на дециметровых волнах, ширина луча $\theta = 3°$.

Искажения диаграммы направленности возникают также за счет того, что не все излучение вибратора попадает на отражатель; около половины его расходится в разные стороны непосредственно от слабонаправленного вибратора. Для устранения этого недостатка впереди вибратора часто устанавливают контррефлектор (рис. 6-55, *б*).

Рис. 6-56. Полуволновая щелевая антенна (магнитный вибратор).

В случае металлических вибраторов, которые можно условно называть электрическими излучателями, излучение вызывается перемещением электрических зарядов и их полем, направленным вдоль вибратора и изменяющимся по синусоидальному закону. Если создать устройство, в котором часть пространства, имеющая форму такого же вибратора, будет заполнена по тому же закону переменным магнитным полем, то этот «магнитный вибратор» будет создавать излучение так же, как электрический, только с заменой электрического поля на магнитное и обратно.

Примером такого устройства может служить полуволновая щель, прорезаемая в дне прямоугольного волновода параллельно его широкой стороне (рис. 6-56). В этом случае магнитные силовые линии будут направлены вдоль отверстия, так же как электрические силовые линии будут направлены вдоль металлического диполя. Поэтому такой излучатель можно назвать магнитным диполем; его резонансные и излучающие свойства будут полностью совпадать со свойствами металлического диполя той же формы при замене магнитного поля на электрическое и наоборот. Например, для точной настройки в резонанс он должен быть, как и металлический вибратор, несколько укорочен. Для получения максимальной широкополосности ширину отверстия следует делать возможно большей (при этом требуемое укорочение увеличивается). Наилучшей широкополосностью обладает отверстие, сделанное во всю ширину волновода. Для его настройки требуется довольно значительное укорочение, т. е. частичное закрытие выхода волновода (рис. 6-57). Использовать излучение из отверстий в металлических поверхностях впервые было предложено М. С. Нейманом, который назвал их дифракционными излучателями. В настоящее время в сантиметровом диапазоне излучатели такого типа применяются весьма часто.

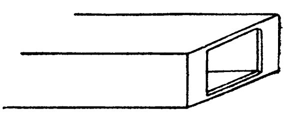


Рис. 6-57. Настройка открытого конца волновода.

Из сказанного вытекает, что открытый конец волновода должен обладать малой направленностью излучения, так как он подобен линейному вибратору. Рупор, устанавливаемый часто на конце волновода, увеличивает направленность излучения (рис. 6-58,*а*). Чем шире отверстие рупора и больше его длина, тем плавнее переход от узкого волновода к открытому пространству и тем у́же его диаграмма направленности. Отверстие рупора в этом случае представляет собой систему синфазных

магнитных вибраторов, вытянутых в одну линию (рис. 6-58,*б*), что по своим излучающим свойствам равноценно системе такого же числа синфазных электрических вибраторов, расположенных в перпендикулярном направлении. Поэтому рупор имеет резко выраженный максимум излучения в направлении своей оси и несколько боковых лепестков (рис. 6-58, *в*).

Для получения высокой направленности, как уже было сказано, нужно, чтобы длина рупора была много больше длины волн. Например, для получения ширины диаграммы направленности в 50° нужно иметь рупор длиной 8λ—10λ. Для сужения диаграммы направленности в 2 раза приходится длину рупора увеличивать в 5 раз. Естественно, что это технически осуществимо только на сантиметровых и миллиметровых волнах. Чем больше длина рупора, тем меньше можно сделать угол его раствора (конусности) для получения заданного размера отверстия, а следовательно, и коэффициента направленности.

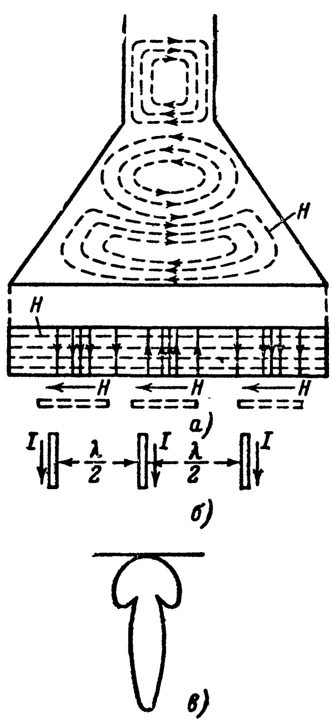


Рис. 6-58. Рупорная антенна.

а — конструкция; *б* — отверстие рупора как система синфазных магнитных вибраторов; *в* — диаграмма направленности.

Рупор, изображенный на рис. 6-58,*а*, называется секторным, так как расширение у него производится лишь в одном направлении. Рупоры такого типа обладают направленным действием только в одной плоскости. Для сужения диаграммы направленности в плоскости, перпендикулярной рассмотренной, нужно создать раствор рупора и в этой плоскости. Полученный таким образом пирамидальный рупор (рис. 6-59) по сути дела представляет собой многоэтажную систему синфазных магнитных вибраторов, которая обладает диаграммой направленности, суженной в двух направлениях. При использовании круглых волноводов рупор приобретает вид усеченного конуса (рис. 6-60).

В ряде случаев желательно иметь острую направленность в вертикальной плоскости с главным излучением в горизонтальном направлении (что особенно важно для получения максимальной дальности связи на ультракоротких волнах) и ненаправленное излучение в горизонтальной плоскости. Эту задачу успешно решают биконические рупоры. В них два конуса (рис. 6-61,*а*) питаются от коаксиального кабеля. Диаграмма направленности в вертикальной плоскости (рис. 6-61,*б*) будет тем уже, чем больше электрическая длина рупора и меньше угол его раствора. В горизонтальной плоскости (рис. 6-61,*в*) антенна излучает по всем направлениям одинаково. Вместо такой симметричной

антенны можно применить более простую — несимметричную, в которой нижняя половина заменена проводящей плоскостью (рис. 6-61,*г*), создающей зеркальное изображение верхней половины. Такая антенна получила название дискоконусной.

Дифракционные (щелевые) антенны могут быть выполнены самым различным образом в зависимости от того, какую диаграмму направлен-

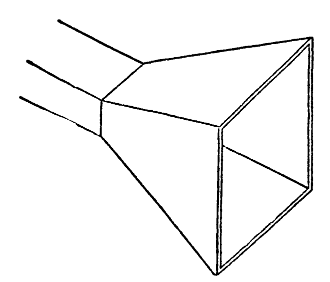


Рис. 6-59. Пирамидальный рупор.

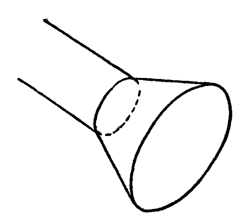


Рис. 6-60. Конический рупор.

ности они должны иметь. При их построении руководствуются теми же принципами, что и при создании металлических антенн. Необходимо только щели располагать так, чтобы магнитные силовые линии проходили вдоль них, а поверхностные токи на металлических стенках, в которых прорезаны щели, пересекали их под прямым углом. На рис. 6-62, *а*

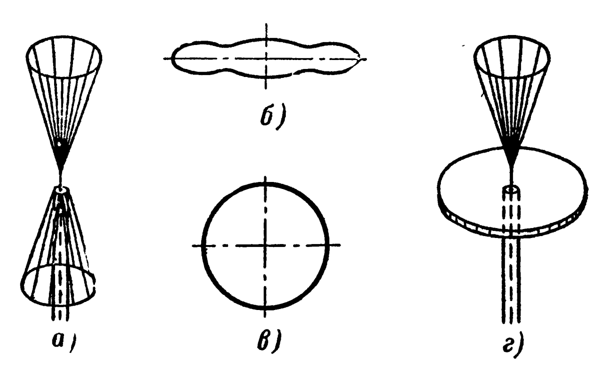


Рис. 6-61. Биконические антенны.

а — биконический рупор; *б* — диаграмма направленности в вертикальной плоскости; *в* — диаграмма направленности в горизонтальной плоскости; *г* — дискоконусная антенна.

изображена конструкция щелевой антенны из системы синфазных полуволновых щелей, прорезанных в широкой стенке волновода, закрытого на конце. Максимум излучения такой системы лежит в направлении перпендикуляра к широкой стенке. На рис. 6-62, *б* представлена антенна, состоящая из системы щелей, прорезанных к стенке коаксиального

кабеля. Такая антенна имеет ненаправленное излучение в горизонтальной и направленное в вертикальной плоскости.

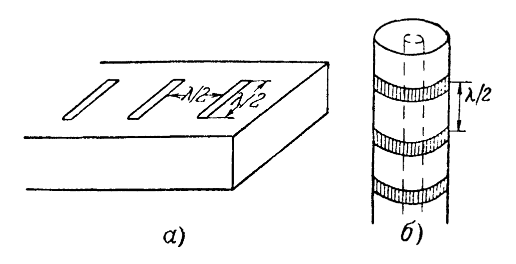


Рис. 6-62. Щелевые (дифракционные) антенны.

а — синфазная система щелей в волноводе; *б* — синфазная система щелей в коаксиальном фидере.

Для возбуждения волн определенного типа в волноводе нужно создавать такую систему возбуждения, для которой свойственно излучение волн данной структуры. Так, например, для возбуждения основной магнитной волны в прямоугольном волноводе обычно располагают посредине широкой стенки волновода линейный вибратор (рис. 6-63, *а*). Его питают от коаксиального кабеля, внешнюю оплетку которого соединяют со стенкой волновода. Позади вибратора устанавливают подвижную отражающую стенку на расстоянии, близком к четверти волны. Изменяя ее положение, можно установить наивыгоднейшие условия возбуждения волновода. Максимальная напряженность электрического поля создается около вибратора, и поле имеет направление вдоль его оси, что соот-

Рис. 6-63. Возбуждение электромагнитных волн в волноводах.

а — возбуждение основной магнитной волны в прямоугольном волноводе; *б* — возбуждение основной магнитной волны в круглом волноводе

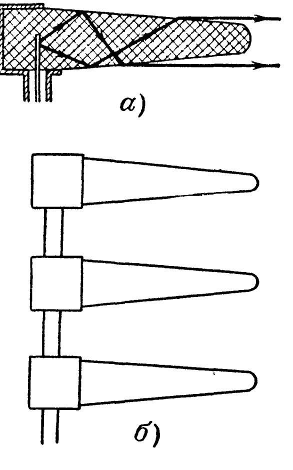


Рис. 6-64. Диэлектрические антенны.

а — конструкция излучателя; *б* — система синфазных диэлектрических излучателей.

ветствует структуре волны $H_{0.1}$ в волноводе. Для возбуждения основной волны в круглом волноводе возбуждающий вибратор помещают в середине торца волновода (рис. 6-63,*б*).

Направленное излучение может быть создано с помощью диэлектрических антенн — стержней, в которых небольшой вибратор возбуждает электромагнитные волны (рис. 6-64, *а*). Позади вибратора устанавливается отражающая стенка. Стержень имеет переменное сечение. Электромагнитные волны, попадая на границу раздела стержень — воздух, вначале испытывают полное внутреннее отражение. По мере сужения стержня угол падения возрастает и волны начинают выходить из стержня под малыми углами к его оси. Форма стержня выбирается такой, чтобы лучи выходили из него приблизительно под одинаковыми углами к оси, что и придает излучению антенны направленный характер. Направленное действие антенны возрастает по мере увеличения длины стержня. При длине стержня 5λ удается по-

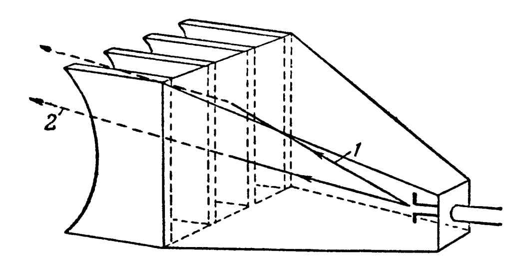


Рис. 6-65. Металлическая линзовая антенна.

лучить ширину диаграммы направленности около 30°. Чтобы получить более острую диаграмму направленности, составляют из нескольких стержней систему синфазных излучателей (рис. 6-64,*б*).

Для получения очень острых диаграмм направленности в настоящее время используют металлические линзовые антенны. Принцип их действия основан на эффекте увеличения фазовой скорости распространения электромагнитных волн между металлическими поверхностями. Линза составляется из некоторого количества параллельных металлических пластин специальной формы, которые ставятся на выходе рупора, направляющего все излучение возбуждающего вибратора в одну сторону (рис. 6-65). Сферическая волна излучателя, проходя через линзу, превращается в плоскую. Это достигается тем, что боковые лучи *1* проходят между металлическими пластинами бо́льший путь, чем лучи *2*, имеющие направление, близкое к оси. Форма пластин подбирается такой, что все лучи, вышедшие в один и тот же момент времени под разными углами из излучателя, выходят из линзы одновременно. При этом фронт волны выравнивается и диаграмма направленности приобретает вид острого луча. Практически выполнимы линзы, создающие диаграмму направленности шириной, измеряемой в минутах. Подобные устройства особенно выгодны для таких стационарных линий связи, как радиорелейные линии.

Глава седьмая

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

7-1. СВОЙСТВА АТМОСФЕРЫ И ЗЕМНОЙ ПОВЕРХНОСТИ, ВЛИЯЮЩИЕ НА РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

В предыдущих главах читатель ознакомился с процессами излучения радиоволн, их отражения и их распространения в ограниченном внутреннем пространстве волноводов. Сейчас мы обратимся к распространению радиоволн на удалении от излучающего устройства — в пространстве, через которое с помощью радиоволн передается та или иная информация (телефонная, радиолокационная и др.).

Сначала, отвлекаясь от реальности, представим себе неограниченное «свободное» пространство, т. е. среду, для которой удельная проводимость $\sigma = 0$, относительная магнитная проницаемость $\mu = 1$ и относительная диэлектрическая проницаемость $\varepsilon = 1$. Пусть в этом пространстве расположено такое устройство, которое излучает радиоволны прямолинейно и равномерно по всем направлениям («лучам»). Такое устройство следует назвать изотропным излучателем. Положим, что мощность излучения этого устройства равна P_Σ.

На каком-то расстоянии r от излучателя может находиться радиоприемное устройство, предназначенное для получения передаваемой информации. Возникает вопрос: будет ли обеспечен прием?

Для оценки воздействия радиоволн на приемное устройство следует знать величину напряженности электрического поля E, которую имеют радиоволны в пункте приема. Как мы знаем из предыдущей главы [формула (6-18)], напряженность поля прямо пропорциональна току в излучателе и обратно пропорциональна расстоянию от излучателя до пункта приема. Учтя, что мощность излучения в свою очередь пропорциональна квадрату тока, можно получить для изотропного излучателя следующее соотношение:

$$E \approx 5{,}5\,\frac{\sqrt{P_\Sigma}}{r}. \qquad (7\text{-}1)$$

Здесь E — действующее значение напряженности электрического поля волн, выражаемое в вольтах на метр (*в/м*); P_Σ — мощность излучения в ваттах (*вт*); r — расстояние в метрах (*м*). На значительных расстояниях от излучателя поле получается все более и более слабым, и может оказаться удобным выражать его напряженность в микровольтах на метр (*мкв/м*).

В качестве примера определим напряженность поля изотропного излучателя при мощности излучения 10 *квт* на расстоянии 5 000 *км* в «свободном» пространстве

$$E \approx 5{,}5\,\frac{\sqrt{10^4}}{5 \cdot 10^3 \cdot 10^3} = 1{,}1 \cdot 10^{-4}\ в/м = 110\ мкв/м.$$

Чтобы оценить эту напряженность поля с точки зрения возможностей радиоприема, нужно, строго говоря, сопоставить ее с уровнем помех, воздействующих на тот же приемник. Практически можно указать, что радиослушатели ведут прием художественного радиовещания при напряженностях поля в сотни и тысячи микровольт на метр; для

радиоприема в профессиональной связи иногда достаточной оказывается напряженность поля в десятки и даже единицы микровольт на метр; еще меньшими значениями напряженности поля удовлетворяются специальные высокочувствительные приемные устройства, используемые для космических исследований.

Формулу (7-1) иногда называют формулой идеальной радиопередачи. Впрочем, эта формула может иметь и практический смысл применительно к расчету радиолиний Космос — Космос.

Изотропный излучатель в свободном пространстве создает сферические волны: поверхности, имеющие в данный момент одинаковую напряженность поля (точнее сказать, одинаковые амплитуду и фазу), шарообразны, с центром в пункте излучения (рис. 7-1). Это вполне понятно: ведь волны расходятся равномерно по всем направлениям, а скорость их распространения в свободном пространстве одинакова для любого направления. Поверхность с одинаковой фазой называется фронтом волны.

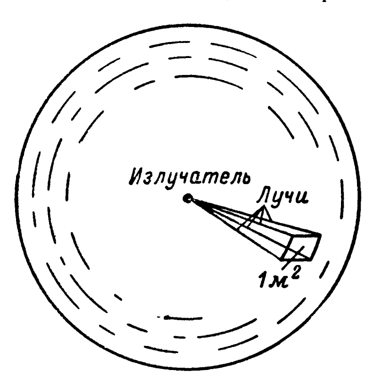


Рис. 7-1. Сферический фронт волны.

Причина ослабления напряженности поля по мере увеличения расстояния очевидна: с удалением от излучателя его мощность распределяется по возрастающей сферической поверхности и величина мощности на каждый квадратный метр уменьшается (см. рис. 7-1). Принято говорить, что энергия рассеивается в пространстве. Кстати, отметим, что при большом удалении от излучателя сравнительно малый участок сферического фронта можно считать плоским.

Но создать строго изотропное излучение невозможно, да практически и не нужно. Нам уже известно, что реальные антенны имеют направленное излучение; оно характеризуется коэффициентом направленного действия D, который показывает, во сколько раз поток мощности в направлении максимального излучения больше, чем средний поток мощности (конечно, на том же расстоянии). Уместно напомнить, что поток мощности (или, что то же, плотность потока энергии) есть мощность электромагнитного поля, проходящего через площадку в один квадратный метр, перпендикулярную к направлению распространения (т. е. к радиолучу); поток мощности пропорционален квадрату напряженности электрического поля (или же квадрату напряженности магнитного поля, распространяющегося совместно с электрическим).

Совершенно очевидно, что для свободного пространства напряженность поля в направлении максимального излучения реальной антенны окажется

$$E \approx 5{,}5 \frac{\sqrt{P_\Sigma D}}{r}. \qquad (7\text{-}2)$$

Следовательно, эффект направленности излучения антенны равноценен увеличению мощности излучения в D раз, т. е. благоприятен для приема на направлении максимального излучения.

Если бы мы захотели выразить мгновенные значения поля радиоволн, проходящих в пункте наблюдения, то мы должны были бы найти амплитудное значение напряженности поля (т. е. $\sqrt{2}\,E$) и умножить это значение на $\cos\omega\left(t-\frac{r}{v}\right)$*. Здесь $\omega = 2\pi f = 2\pi/T = 2\pi/v\lambda$ — круговая частота тока излучателя; $v \approx 3\cdot10^8$ (*м/сек*) — скорость распространения; λ (*м*) — длина волны. Итак,

$$E_{мгнов} \approx 7{,}75\frac{\sqrt{P_\Sigma D}}{r}\cos\omega\left(t-\frac{r}{v}\right).$$

Это уравнение выражает электрическое поле бегущих радиоволн в пространстве.

В формулах (7-1) и (7-2) величина напряженности поля не зависит от длины волны. Но это справедливо только для неограниченного свободного пространства, хотя мы помним, что сама мощность излучения P_Σ того или иного вибратора существенно зависит от длины волны.

Если же от идеализированных случаев обратиться к реальным линиям радиопередачи, то окажется, что в наземных условиях законы распространения неразрывно связаны с длиной волны. Во-первых, распространение радиоволн происходит в земной атмосфере, свойства которой могут существенно отличаться от свойств свободного пространства. Во-вторых, радиоволны распространяются над земной поверхностью, которая имеет выпуклую форму с различными неровностями и не является ни совершенным проводником, ни совершенным диэлектриком. И атмосфера, и земная поверхность оказывают большое влияние на законы распространения радиоволн и создают сложную зависимость напряженности поля от длины волны в пунктах приема. Поэтому при заданных величинах мощности излучения и коэффициента направленности антенны напряженность поля в каком-то пункте будет для волн разной длины существенно различной.

Уже упоминавшееся в предыдущих главах разделение радиоволн на диапазоны в первую очередь диктуется особенностями их распространения. Конечно, особенности распространения радиоволн разных диапазонов служат основой для выбора предназначений или областей практического применения этих диапазонов.

Разделение шкалы радиочастот (радиоволн) на диапазоны и наиболее характерные области применения их показаны в табл. 7-1. Еще более короткими являются инфракрасные и оптические волны, — тоже электромагнитные, но уже не относимые к радиоволнам.

Следует отметить, что до сих пор метровые, дециметровые и сантиметровые волны объединяются названием «ультракороткие» волны («сверхвысокие» частоты); однако различия в свойствах распространения и особенно в конструкциях аппаратуры этих трех диапазонов, а также начало практических применений миллиметровых и субмиллиметровых волн делают объединяющее наименование «ультракороткие» волны менее употребительным.

Специально для радиолюбительской связи и экспериментов радиолюбителей отведены следующие участки в диапазонах коротких, метровых, дециметровых и сантиметровых волн: 3,5—3,65 *Мгц*; 7—7,1 *Мгц*; 14—14,35 *Мгц*; 21—21,45 *Мгц*; 28—29,7 *Мгц*; 144—146 *Мгц*; 430—440 *Мгц*; 1 215—1 300 *Мгц*; 5 650—5 670 *Мгц*; 10—10,5 *Ггц*; 21—22 *Ггц*.

---

* См. гл. 5, формулу (5-4).

Для любительских управляемых моделей выделена частота 27,12 *Мгц* (±0,05%). Таким образом, радиолюбители имеют возможность содействовать развитию самых различных областей радиотехники.

Таблица 7-1

Наименование диапазона радиоволн	Границы диапазона волн	Границы диапазона частот	Основные области применения
Сверхдлинные	10—100 *км*	30—3 *кгц*	Радионавигация, радиосвязь
Длинные	1—10 *км*	300—30 *кгц*	Радиосвязь, радиовещание
Средние	100—1 000 *м*	3—0,3 *Мгц*	Радиовещание, радиосвязь
Короткие	10—100 *м*	30—3 *Мгц*	Радиосвязь, радиовещание
Метровые	1—10 *м*	300—30 *Мгц*	Радиосвязь, телевидение
Дециметровые	1—10 *дм*	3—0,3 *Ггц*	Радиолокация, радиорелейная связь, радионавигация, телевидение
Сантиметровые	1—10 *см*	30—3 *Ггц*	Радиолокация, радиорелейная связь
Миллиметровые	1—10 *мм*	300—30 *Ггц*	Специальные применения
Субмиллиметровые	Меньше 1 *мм*	Больше 300 *Ггц*	Освоение для специальных применений

Полезно запомнить, что 1 гигагерц (*Ггц*) = 10^3 мегагерц (*Мгц*) = 10^6 килогерц (*кгц*) = 10^9 герц (*гц*).

Для того чтобы описать влияние земной поверхности и земной атмосферы на распространение радиоволн, рассмотрим сперва свойства Земли и атмосферы.

Земля является почти шарообразным телом с радиусом приблизительно 6 400 *км*. Длина большого круга составляет, следовательно, около 40 000 *км*. Поэтому земную поверхность нельзя считать плоской даже для двух точек, находящихся друг от друга на расстоянии в несколько десятков километров. Если, например, точки *A* и *B* находятся на расстоянии 250 *км* (рис. 7-2), то высота *h* выпуклости, их разделяющей, будет больше 1 *км*, и волны из одной точки в другую распространяться прямолинейно не смогут. Связь между пунктами, закрытыми друг от друга выпуклостью Земли (а также наземными преградами в виде гор, холмов и др.), возможна при выполнении одного из следующих условий: либо направления (лучи) распространения волн должны быть криволинейными (огибающими выпуклость), либо излучающие и принимающие антенны должны быть подняты достаточно высоко, чтобы обеспечить «прямую видимость», либо, наконец, между коррес-

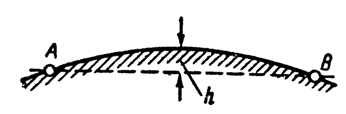


Рис. 7-2. Выпуклость земной поверхности.

пондентами должны быть установлены промежуточные станции, способные принимать и переизлучать (ретранслировать) радиосигналы.

Волны, распространяющиеся вдоль поверхности Земли и огибающие ее выпуклость, называют поверхностными (или земными) волнами. На своем пути поверхностные волны встречают неровности, о влиянии которых можно судить, сопоставляя высоту преграды с длиной волны. Например, для длинных волн все виды неровностей земной поверхности (за исключением гор) меньше, чем длина волны, и не составляют преграды. В дециметровом же или сантиметровом диапазонах даже мелкая растительность на земле или небольшое волнение на морской поверхности способны препятствовать распространению радиоволн. Особенно сложны условия распространения поверхностных волн в городе, где здания создают многократные отражения.

Наконец, на процесс распространения радиоволн оказывают влияние электрические свойства почвы, в особенности вокруг пунктов расположения передающей и принимающей установок. Мы знаем, что если бы поверхностный слой был идеальным проводником (удельная проводимость $\sigma = \infty$), то он препятствовал бы проникновению радиоволн в почву и потери в Земле отсутствовали бы. К таким идеальным свойствам ближе всего подходят свойства морской воды, над которой условия распространения поверхностных волн наиболее благоприятны. Влажная почва выгоднее, нежели сухая, которая для длинных и тем более для коротких волн обладает свойствами диэлектрика, создающего потери на токи смещения.

Земной атмосферой называется газовая оболочка Земли, принимающая участие во вращательном движении Земли. Приближенно можно утверждать, что атмосфера простирается до высот около 20 000 *км*.

Нижняя часть атмосферы, расположенная непосредственно у поверхности Земли, называется тропосферой. Это — воздух, в составе которого имеется (по объему) 78% азота и 21% кислорода; азот и кислород тропосферы состоят из обычных двухатомных молекул (N_2 и O_2). В самых нижних слоях воздуха присутствуют водяные пары.

Состояние и свойства тропосферы, имеющие влияние на распространение в ней радиоволн, характеризуются в первую очередь тремя величинами: плотностью воздуха, его температурой и влажностью.

Плотность тропосферы (т. е. число молекул в 1 *см*^{3} воздуха) на данной высоте пропорциональна давлению слоев, лежащих выше. Естественно, что самое высокое давление и самая высокая плотность наблюдаются у земной поверхности и падают с увеличением расстояния от Земли. Если близ поверхности давление равно приблизительно 1 технической атмосфере, то на высоте 10 *км* оно уменьшается примерно в 4 раза.

Температура тропосферы убывает с увеличением высоты. Дело в том, что воздух практически нагревается не солнечными лучами; нижние слои воздуха получают тепло от земной поверхности, которая поглощает энергию лучей Солнца. Нагретый воздух поднимается вверх, а на его место поступает холодный. Следовательно, этот процесс конвекции создает вертикальные перемещения воздуха. Встречаясь с горизонтальными движениями (т. е. с ветрами), вертикальные потоки воздуха образуют местные завихрения. Свойство образования завихрений называется турбулентностью тропосферы.

Уменьшение температуры с высотой прекращается приблизительно на уровне 60—70° С ниже нуля. Именно на этом температурном уровне принято считать верхнюю границу тропосферы. Эта граница составляет

в среднем 11 *км* (точнее от 9 *км* в полярных областях до 17 *км* над тропическим поясом).

Влажностью воздуха называют процент содержания в нем паров воды. Влажность резко колеблется с изменением метеорологических условий и зависит от «подстилающей» поверхности (суша или вода).

Итак, все три параметра тропосферы (плотность, температура и влажность) уменьшаются при увеличении высоты, следуя некоторым средним закономерностям. Однако под влиянием метеорологических и турбулентных явлений средние закономерности иногда нарушаются. В тропосфере, в частности, могут образовываться местные неоднородности. Все эти свойства оказывают известное влияние на распространение радиоволн, создавая поглощение их энергии и преломление их лучей.

Воздух, находящийся выше тропосферы, — приблизительно до 90 *км*, состоит тоже из молекул азота (N_2) и кислорода (O_2), перемешиваемых горизонтальными и вертикальными движениями газов На высотах, превосходящих 90 *км*, происходит расщепление молекул кислорода и азота на атомы и расслоение этих газов. Более легкий одноатомный азот (N) становится основным газом на высотах в 300 *км* и больше. Разумеется, плотность атмосферы, т. е. число частиц газа в единице объема, на таких высотах в миллиарды раз меньше, чем в тропосфере.

На высоте, начиная от 60 *км* над земной поверхностью и более, газы под действием ультрафиолетовых и рентгеновских лучей Солнца подвергаются и о н и з а ц и и: нейтральные молекулы и атомы кислорода или азота расщепляются на положительно заряженные ионы и свободные электроны. Это очень существенно для распространения радиоволн, переменное электромагнитное поле которых способно приводить в движение свободные электроны и взаимодействовать с полем электронов.

Плотность ионизации, т. е. число свободных электронов в единице объема (в 1 *см*^{3}), на разных высотах различна. Казалось бы, что максимум ионизации должен быть около верхней границы атмосферы. Но там плотность самого газа столь мала, что число электронов даже в случае расщепления всех атомов будет относительно небольшим. Наибольшая плотность газа наблюдается у земной поверхности, но сюда ультрафиолетовые и рентгеновские лучи доходят сквозь толщу атмосферы резко ослабленными. Значит, максимума ионизации следует ожидать на некоторых промежуточных высотах. Это и наблюдается в действительности, а потому области атмосферы, лежащие на высотах от 60 до 300—400 *км* над Землей, называются в н у т р е н н е й и о н о с ф е р о й; на бо́льших высотах расположена в н е ш н я я ионосфера.

Практически обнаруживается не один, а несколько уровней ионизации, или, как принято говорить, н е с к о л ь к о о б л а с т е й в н у т р е н н е й и о н о с ф е р ы. Это получается, с одной стороны, благодаря различной активности воздействия ультрафиолетовых и рентгеновских лучей, а с другой стороны, благодаря расслоенному строению верхней части атмосферы. Кроме того, ионизация может вызываться ударами материальных частиц, посылаемых Солнцем, о молекулы атмосферного газа.

Исследования ионосферы производились в прежние годы только с помощью радиометодов. Ионосферными радиостанциями, установленными на земной поверхности, излучались вверх радиоволны, отражения которых от ионизированных областей регистрировались автоматически. Зная скорость v и отсчитывая время Δt от момента посылки волн до

их возвращения, можно определить высоту h (в метрах) отражающей области:

$$h = \frac{v\Delta t}{2} = 1,5 \cdot 10^8 \, \Delta t.$$

Отражения для волн разной длины наблюдались в дневные часы на четырех высотах. В ночное время были измерены два значения высоты отражения. Было высказано утвердившееся затем представление о существовании нескольких отражающих ионизированных слоев. В дневное время предполагалось четыре максимума ионизации, которые были названы слоями D, E, F_1 и F_2; условно они показаны на рис. 7-3. Последние два слоя объединялись общим названием — слой F. В ночные часы ионизирующее действие солнечных лучей прекращается, свободные электроны рекомбинируются (вновь соединяются) с ионами и образуют нейтральные молекулы. Вследствие этого ночью считались сохраняющимися только два слоя — E и F.

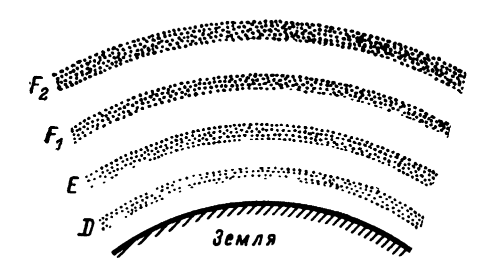


Рис. 7-3. Условное изображение ионизированных областей ионосферы.

Начиная со второй половины пятидесятых годов к радиометодам исследований ионосферы добавились более точные измерения при помощи геофизических ракет. Эти измерения уточнили прежние представления о структуре ионосферы. Плотность, иначе говоря, концентрация электронов оказалась скачкообразно нарастающей до высот 300—400 *км* и далее постепенно уменьшающейся. Это показано на рис. 7-4 для дневных и ночных часов соответственно. Значит, правильнее говорить не о слоях, а об уровнях или о сменяющих одна другую областях ионизации.

Нижняя область ионизации — область D существует только днем на высотах 60—90 *км* и имеет концентрацию не более 10^3 свободных электронов в 1 $см^3$. Ночью область D исчезает (см. рис. 7-4).

На высотах 100—140 *км* концентрация повышается днем до $4 \cdot 10^5$ электронов на 1 $см^3$. Это — область E. Ночью в ней ионизация существенно ослабевает; сохраняется менее 10^4 электронов на 1 $см^3$.

Обе нижние области ионосферы (D и E) характерны наличием в них неоднородностей концентрации электронов. Эти неоднородности образуются, во-первых, в результате завихрений перемещающихся газов. Во-вторых, причиной локальной ионизации являются попадающие из Космоса в атмосферу Земли материальные частицы; именно на высотах 90—100 *км* материальные частицы нагреваются при столкновениях с молекулами газа и сгорают, создавая свечение (метеоры) и оставляя за собой ионизированный след, который рассеивается затем в течение

единиц или десятков секунд. На распространение радиоволн могут оказывать влияние и основная ионизация, и неоднородности ее.

Выше области E — на высотах 180—240 *км* вновь наблюдается увеличение ионизации в дневные часы до плотности $5 \cdot 10^5$ электронов на 1 *см*^{3}. Этот уровень называется F_1. Ночью он полностью исчезает.

Наконец, на высотах 230—400 *км* расположена область наибольшей концентрации электронов, называемая F_2. Плотность ионизации достигает здесь $2 \cdot 10^6$ электронов на 1 *см*^{3} в зимние дни. В летнее время благодаря подъему нагретых масс газа дневная плотность ионизации области F_2 не столь высока, достигая лишь $2 \cdot 10^5$ электронов на 1 *см*^{3}. Ночные часы характерны для области F_2 концентрацией около $2 \cdot 10^5$ электронов на 1 *см*^{3}. Следует заранее отметить, что именно область F_2 играет большую практическую роль для дальнего распространения

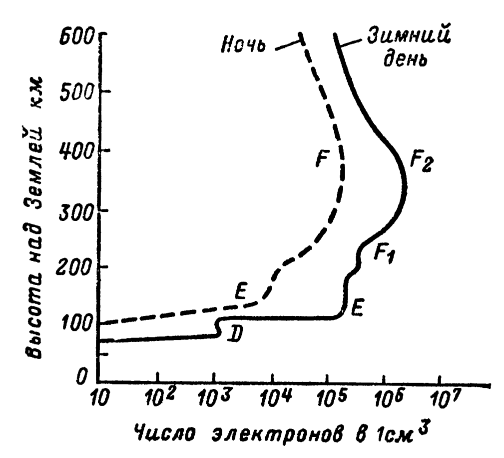


Рис. 7-4. Приближенные значения плотности электронов на разной высоте.

коротких радиоволн над Землей. Область F_2 можно по-старому называть «слой F», так как и ниже ее, и выше плотность ионизации уменьшается.

Кроме часов суток и времени года концентрация электронов ионосферы (особенно слоя F) зависит от солнечной активности, т. е. от интенсивности ультрафиолетового излучения Солнца. Солнечная активность имеет внешним признаком число солнечных пятен; это — вихревые образования, свидетельствующие о повышении температуры участков поверхности Солнца. Длительными наблюдениями установлено, что активность Солнца имеет 11-летний период (последний максимум наблюдался в 1968, а предыдущий — в 1957 г.). Повышение солнечной активности увеличивает уровни ионизации атмосферы с соответствующими результатами для распространения радиоволн.

Обращаясь к внешней ионосфере, укажем лишь кратко, что на высотах больше 1 000 *км* и вплоть до границ земной атмосферы плотность ионизации убывает до 10^3 и 10^2 электронов на 1 *см*^{3}. Эти области пока не играют для радиотехники непосредственно той роли, как области внутренней ионосферы. Однако о них приходится говорить в связи с явлениями **ионосферных возмущений**.

Выше было сказано, что в ионизации земной атмосферы, кроме ультрафиолетовых и рентгеновских лучей Солнца, принимают участие и материальные частицы (электроны, протоны), испускаемые Солнцем при «вспышках», а также выбиваемые космическими лучами. Движущаяся заряженная частица, подобно проводу, несущему ток, взаимодействует с магнитным полем Земли. Это взаимодействие изменяет направление движения частицы, заставляя ее вращаться вокруг силовой линии магнитного поля (о таком движении подробнее излагается в гл. 8). Вращаясь по спиральной траектории (рис. 7-5, *а*) и уменьшая радиус вращения в более сильном магнитном поле, заряженные частицы приближаются к Земле в полярных районах. Совокупность частиц, совершающих движения по спиралям вокруг линий магнитного поля, образует так называемый **пояс радиации**. Для упрощенного представления о структуре пояса радиации на рис. 7-5, *б* он условно изображен «в разрезе». Вследствие того, что испускаемые Солнцем частицы обладают различной энергией, они задерживаются на различных уровнях напряженности магнитного поля; поэтому наблюдалось несколько (три) поясов радиации.

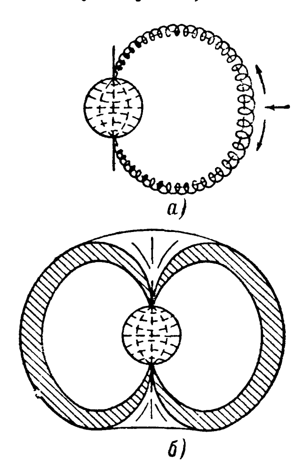


Рис. 7-5. Взаимодействие частиц с магнитным полем Земли.

а — вихревые движения частиц; *б* — представление о разрезе радиационного пояса.

Заряженные частицы, вторгающиеся (в результате «вспышек» на Солнце) в полярные области, при столкновениях с молекулами газов выбивают из них фотоны и создают полярные сияния. Вместе с тем действие этих частиц состоит в нарушении нормальной ионизации области F, и такое явление называется **ионосферно-магнитной бурей**. Во время магнитной бури нарушаются закономерности распространения радиоволн, базирующиеся на использовании нормальной ионизации области F. Это приводит к прекращению таких радиосвязей, в полярных областях в особенности. Многолетние наблюдения ионосферных возмущений дают материал для их прогнозов (предсказаний) и для своевременного принятия необходимых мер.

7-2. ОБЩИЕ ЗАКОНОМЕРНОСТИ РАСПРОСТРАНЕНИЯ РАДИОВОЛН В АТМОСФЕРЕ НАД ЗЕМЛЕЙ

Электромагнитные волны обладают свойством огибать преграды. Это свойство (**дифракция — огибание**) изучается в физике применительно к волнам оптического диапазона. При рассмотрении дифракции исходят из принципа Гюйгенса, который гласит: каждая точка фронта волны, излученной некоторым первичным источником, сама является источником новой (вторичной) сферической волны. Чем длиннее волны, тем более крупные преграды они способны огибать. Радиоволны длиннее световых, а потому и их дифракция проявляется сильнее.

Как уже указывалось, неизбежной преградой для сравнительно дальних наземных радиолиний оказывается выпуклость земного шара. Ее способны огибать лишь длинные радиоволны. Как показал в своих исследованиях академик В. А. Фок, даже сверхдлинные волны при наибольших осуществимых мощностях излучения могут обеспечить дальность дифракционного распространения не более 3 000—4 000 *км*. Но на практике оказывается возможным осуществить на длинных волнах даже связь между антиподами, т. е. до 20 000 *км*. Для объяснения таких возможностей необходимо учитывать влияние ионосферы, о чем будет сказано ниже.

Поверхность Земли, над которой распространяются «земные» волны, характеризуется местными неровностями. Выше указывалось, что неровности служат преградами для распространения радиоволн в том случае, если их размеры значительно превышают длину волны; от таких неровностей происходит «зеркальное» отражение волн. Более мелкие неровности, но еще соизмеримые с длиной волны («шероховатая» поверхность), создают р а с с е я н н о е о т р а ж е н и е волн. На рис. 7-6 луч приходящих волн показан наклонным по отношению к среднему уровню шероховатой поверхности. Рассеяние уменьшает поток мощности, достигающий пункта приема. Чем меньше высота неровностей и чем положе направлен падающий луч, тем меньше окажется рассеяние при данной длине волны.

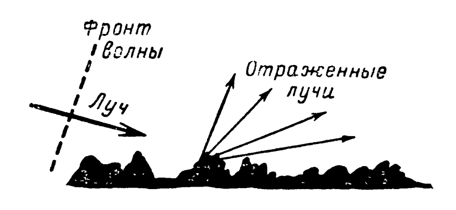


Рис. 7-6. Рассеянное отражение на шероховатой поверхности.

Теперь предположим, что несимметричный заземленный вибратор (см., например, рис. 6-15) излучает радиоволны над ровной земной поверхностью. Если бы поверхностный слой был идеальным проводником ($\sigma = \infty$), то волны были бы поляризованы строго вертикально (рис. 7-7, *а*). Горизонтальное электрическое поле у поверхности проводника с высокой проводимостью равно нулю, так как в противном случае поле создавало бы в поверхностном слое проводника нереально большой ток проводимости. Линии вертикального поля заканчиваются на поверхности.

В действительности поверхностный слой земли является полупроводящим, т. е. имеет конечную проводимость и некоторую диэлектрическую проницаемость, отличную от единицы. Переменное электрическое поле радиоволн проникает в почву и расходует в ней энергию на нагревание токами проводимости и токами смещения. Значит, луч волны, т. е. направление потока мощности становится наклонным (рис. 7-7, *б*): часть энергии отдается почве, а другая часть продолжает движение вдоль поверхности. Но вектор напряженности электрического поля E всегда перпендикулярен лучу. Значит, и электрическое поле приобретает наклон своего вектора вперед — в сторону движения волн.

Вектор E может быть разложен на два составляющих вектора — в е р т и к а л ь н ы й $E_в$ и г о р и з о н т а л ь н ы й $E_г$. Чем больше почва отличается от идеального проводника, тем больше наклон вектора E и тем меньше будет напряженность поля в пункте приема по сравнению с полем при идеальных условиях распространения. Потери в почве

зависят также от длины волны. Морская вода для длинных волн создает условия распространения, наиболее близкие к идеальным. Вообще дальние связи земными лучами практически осуществимы лишь на длинных волнах.

Но здесь же возникает еще одна особенность: если строго вертикально поляризованные волны нужно принимать на вертикальную

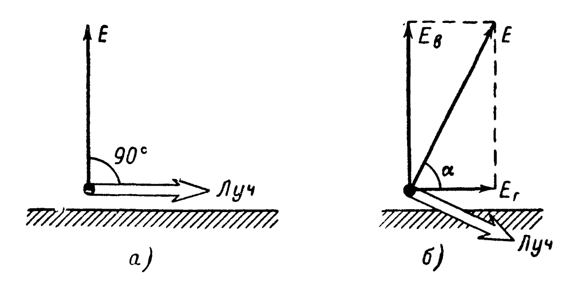


Рис. 7-7. Распространение земных волн.

а — над идеальной почвой; *б* — над реальной почвой.

приемную антенну для создания в ней переменного тока, то наклонное поле своей горизонтальной составляющей может наводить ток и в горизонтальном приемном проводе, расположенном вдоль направления движения волн. Прием на горизонтальный провод выгоден при необходимости низкой подвески антенн.

От рассмотрения характеристик влияния земной поверхности на распространение радиоволн обратимся к характеристикам влияния земной атмосферы.

Допустим, что радиоволны из области нейтрального газа переходят в область ионизированного газа. Поперечное (т. е. перпендикулярное лучу) электрическое поле приводит в движение свободные электроны ионизированной среды. Электромагнитное поле движущихся зарядов электронов взаимодействует с полем радиоволн, и изменяется направление их лучей. В физике такое изменение направления лучей называется преломлением. Коэффициент преломления при переходе луча из нейтрального слоя в ионизированный определяется известным из физики соотношением

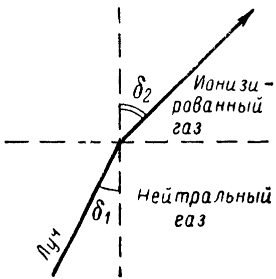


Рис. 7-8. Закон преломления радиоволн.

$$n = \frac{\sin \delta_1}{\sin \delta_2},$$

где δ_1 — угол падения, а δ_2 — угол преломления (рис. 7-8), составляемые соответственно падающим и преломленным лучами с перпендикуляром к поверхности раздела слоев.

Коэффициент преломления радиоволн пропорционален квадратному корню из отношения диэлектрических проницаемостей второго и первого слоев; если учесть, что для нейтрального газа проницаемость

приблизительно равна единице, то мы можем написать:

$$n = \frac{\sin \delta_1}{\sin \delta_2} \approx \sqrt{\varepsilon_{и.\,г}}, \qquad (7\text{-}3)$$

где $\varepsilon_{и.\,г}$ — относительная диэлектрическая проницаемость ионизированного газа.

Если $\varepsilon_{и.\,г} < 1$, то $\delta_2 > \delta_1$, а это означает, что в ионизированном слое лучи радиоволн пойдут более полого, нежели в нижних слоях атмосферы. Именно такой случай преломления и показан на рис. 7-8.

Но приходится напомнить, что все твердые, жидкие и газообразные вещества имеют диэлектрическую проницаемость больше единицы; лишь для вакуума она снижается до единицы. Здесь же мы утверждаем, что для ионизированного газа она может быть меньше единицы. Значит, ионизированный газ — своеобразный диэлектрик. Как это объяснить физически?

При прохождении радиоволн сквозь ионизированную среду свободные электроны приводятся в движение полем волн. Пренебрежем пока возможностью столкновений электронов с молекулами и ионами газа. Можно утверждать следующее: чем выше плотность ионизации (число свободных электронов в единице объема) и чем ниже частота радиоволн (т. е. чем больше путь пробега электрона за время действия на него полуволны), тем сильнее «электронный» ток «подавляет» обычный ток смещения. Результирующий ток уменьшается, что соответствует уменьшению диэлектрической проницаемости ионосферы. Математически она выразится следующим соотношением:

$$\varepsilon_{и.\,г} \approx 1 - 81\,\frac{N}{f^2}. \qquad (7\text{-}4)$$

Здесь N — число электронов в 1 *см*^{3}, а f — частота источника волн в килогерцах.

Объединяя формулы (7-4) и (7-3), напишем выражение для коэффициента преломления радиоволн:

$$n = \frac{\sin \delta_1}{\sin \delta_2} = \sqrt{1 - 81\,\frac{N}{f^2}}. \qquad (7\text{-}5)$$

Этой формулой мы будем широко пользоваться для анализа процессов распространения волн в ионосфере. Сейчас отметим лишь важнейшие практические следствия этой формулы.

Если ионизация исчезает вследствие рекомбинации электронов с ионами ($N \to 0$), то и преломление прекращается. Длинные волны (малые частоты f) преломляются сильнее, чем короткие, а для ультракоротких волн (очень высоких частот f) преломление вообще отсутствует даже при наибольшей практически наблюдаемой степени ионизации. Наконец, при некотором значении угла падения δ_1 (при достаточно пологом падении радиоволн на границу раздела слоев) угол преломления δ_2 должен был бы стать равным 90°; это означает, что луч, начиная с этого угла δ_1, уже не входит в ионизированную среду, а при более пологом падении полностью отражается вниз к Земле.

Подводя итог сказанному, мы можем утверждать, что чем длиннее волны и чем выше степень ионизации слоя, тем сильнее преломление и тем круче угол падения, при котором волны отражаются к Земле.

Если взять случай вертикального падения волн на ионизированный слой ($\delta_1 = 0$), то формула (7-5) получит следующий вид:

$$0 = \sqrt{1 - 81\frac{N}{f^2}}. \qquad (7\text{-}6)$$

Значение частоты f, удовлетворяющее этому условию, называется критической частотой ионизированного слоя ($f_{кр}$). Легко найти значение этой частоты из формулы (7-6):

$$f_{кр} = \sqrt{81N}. \qquad (7\text{-}7)$$

Следовательно, вместо числа электронов в кубическом сантиметре можно указывать критическую частоту $f_{кр}$ в качестве характеристики ионизированного слоя.

Найдем для примера критические частоты слоя F в дневные и ночные часы зимнего времени (см. § 7-1). Днем

$$f_{кр} \approx \sqrt{81 \cdot 2 \cdot 10^6} \approx$$
$$\approx 13\ 000\ кгц = 13\ Мгц.$$

Ночью

$$f_{кр} = \sqrt{81 \cdot 2 \cdot 10^5} \approx$$
$$\approx 4\ 000\ кгц = 4\ Мгц.$$

Столь существенно может изменяться критическая частота в течение суток!

Рис. 7-9. Схема поворота луча к Земле.

Реальная область ионосферы имеет, конечно, неравномерную плотность ионизации, как это и было показано на рис. 7-4. Плотность ионизации с высотой возрастает, достигает максимума и затем постепенно уменьшается. Можно представить себе, что ионизация возрастает скачками (рис. 7-9), так что $\varepsilon_0 > \varepsilon_1 > \varepsilon_2 > \varepsilon_3$. Луч будет испытывать постепенное преломление, становясь все более и более пологим, и, наконец, подойдет к очередному скачку ионизации (ε_3) под углом падения, способным дать отражение луча к Земле. Испытывая обратное преломление, луч вернется к Земле под тем же углом θ, под которым был излучен. Вполне понятно, что поворот луча к Земле совершается до прохождения максимальной концентрации электронов данной области. Если же ионизация недостаточна для поворота луча, то он проходит в космическое пространство, испытывая некоторый излом пути в ионосфере.

На рис. 7-10 показаны наиболее характерные случаи распространения длинных (низкая радиочастота), коротких (высокая радиочастота) и ультракоротких (сверхвысокая радиочастота) радиоволн в ионосфере. Читателю предлагается сопоставить эти рисунки с формулой (7-5) и обосновать из нее следующие факты: длинные волны, грубо говоря, отражаются от нижней границы ионосферы; короткие могут быть возвращены к Земле при достаточной плотности ионизации; волны же ультракороткие проходят сквозь атмосферу в Космос, причем луч может испытывать некоторое смещение, но практически сохраняет прямолинейность и в Космосе. Отклонения от этих общих закономерностей будут указаны в следующих параграфах.

В заключение скажем, что при колебаниях, вызываемых проходящими радиоволнами, электроны в ионосфере сталкиваются с молекулами газа, расходуя на нагревание газа часть энергии радиоволн. Это поглощение энергии является вредным свойством ионосферы, так как оно ослабляет напряженность поля радиоволн. Характерно следующее: поглощение тем сильнее, чем больше не только степень ионизации, но и чем больше плотность самого газа, так как с увеличением плотности газа возрастает число соударений электронов с молекулами за секунду. Поэтому область E (и даже область D), имея меньшую концентрацию электронов N, нежели область F, но находясь под большим давлением, поглощает энергию радиоволн сильнее. Отсюда для коротких волн, например, область F оказывается отражающей, а области E и D — поглощающими.



Рис. 7-10. Характерные примеры прохождения длинных, коротких и ультракоротких волн в ионосфере.

Поглощение зависит не только от плотности газа, но и от частоты f колебаний излучателя радиоволн. Для волн короче примерно 300 *м* эта закономерность очень проста: с ростом частоты поглощение энергии радиоволн уменьшается. Это можно пояснить физически. При высокой частоте f колеблющийся электрон успевает несколько раз приобретать и переизлучать энергию, прежде чем столкнется с молекулой газа; приобретенная и вновь излученная энергия возвращается волне («реактивная» энергия). Значит, при соударении с молекулой энергия, запасенная электроном за короткий период, мала и уменьшается с частотой. Ультракороткие волны, например, имеют в ионосфере относительно малое затухание.

Для волн длиннее 100 *м* имеется максимум затухания в ионосфере; он соответствует приблизительно средневолновому диапазону. Именно в этом диапазоне длин волн частота электромагнитных колебаний может оказаться равной числу столкновений электронов с молекулами за секунду. Получается явление своеобразного резонанса, которому соответствует максимум поглощения энергии на «нагрев» воздуха. На волнах же еще более длинных затухание снова несколько уменьшается, так как здесь время пробега электрона между соударениями меньше периода электромагнитных колебаний, а потому за время пробега электрон получает лишь малую порцию энергии волны.

Итак, ионосфера может оказываться средой, не только преломляющей радиоволны, но и поглощающей их энергию, т. е. полупроводящей средой.

Волны, которые после преломления в ионосфере возвращаются к Земле, будем называть **пространственными** (или **ионосферными**) волнами.

7-3. РАСПРОСТРАНЕНИЕ ДЛИННЫХ ВОЛН

Сверхдлинные и длинные волны ($\lambda > 1\,000$ *м*, $f < 3 \cdot 10^5$ *гц*) обладают, как нам известно, наибольшей способностью огибать выпуклость земного шара. Однако практическая возможность держать на этих волнах связь даже с антиподом (на 20 000 *км*) не может быть объяснена только дифракцией. Условия их распространения оказываются благоприятными благодаря наличию ионосферы.

Не только уровень E, но в дневные часы даже уровень D имеет такую плотность ионизации, при которой длинные волны способны отражаться при любом угле падения, в том числе и при вертикальном падении. Действительно, если взять даже самую высокую из частот длинноволнового диапазона ($f = 3 \cdot 10^2$ *кгц*) и подставить ее значение в формулу (7-7), мы получим концентрацию электронов, необходимую для вертикального отражения этой волны: $N = f^2/81 = 9 \cdot 10^4/81 \approx 10^3$ электронов на 1 $см^3$.

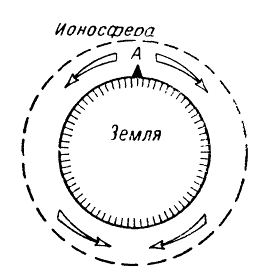


Рис. 7-11. Распространение длинных волн и эффект антипода.

Мы знаем, что эта цифра соответствует дневной ионизации области D и на два порядка ниже дневной ионизации уровня E. Значит, длинные волны отражаются от нижних слоев ионосферы при любых углах падения.

Во́ды океанов и морей и даже влажная почва оказываются для длинных волн почти проводником, т. е. тоже отражают их при любом угле падения. Поэтому физическую картину распространения длинных волн следует представить как ряд поочередных отражений от нижней границы ионосферы и от земной поверхности. Такой процесс (см., например, рис. 5-27) похож на распространение волн в гигантском волноводе (или даже в коаксиальной системе), стенками которого служат ионосфера и земная поверхность (рис. 7-11). Именно такое «волноводное» распространение и позволяет объяснить факты поддержания регулярной длинноволновой радиосвязи на такие расстояния, на которых только лишь путем дифракции (огибания) выпуклости Земли получить удовлетворительный прием сигналов оказалось бы невозможным.

Выгодными свойствами длинноволновой радиосвязи и радиовещания на длинных волнах являются сравнительное постоянство величины напряженности поля в пункте приема в течение суток, года и 11-летнего периода, а также отсутствие влияния ионосферных возмущений. Это объясняется устойчивым существованием области E, выше которой (в область ионосферных возмущений) длинные волны не заходят.

Однако поглощение этих волн приводит к необходимости строить для них очень мощные передатчики (сотни и даже тысячи киловатт мощности в антенне). Это тем более необходимо, если учесть, что длинноволновые антенны, как правило, не имеют направленного действия.

Серьезным недостатком длинноволновой связи оказывается сильное воздействие на приемники помех, создаваемых разрядами атмосферного

электричества, так как эти разряды порождают главным образом длинноволновые колебания. Наконец, полоса пропускания длинноволновых линий радиосвязи очень мала (из-за низкой несущей частоты); на волнах длиннее 2 000 *м* вследствие этого радиотелефония совсем не применяется. Однако это обстоятельство уже не относится непосредственно к закономерностям распространения длинных волн.

7-4. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СРЕДНИХ ВОЛН

Диапазон средних волн (1 000—100 *м*) издавна применяется для радиовещания и для связей торговых кораблей многих стран. Характер распространения этих волн уже не будет только волноводным: ведь для отражения их плотность ионизации уровня Е не всегда достаточна, а ионизация уровня D вовсе недостаточна. Действительно, подставив в формулу (7-7) крайнее значение частоты средних волн ($f = 3 \cdot 10^3$ *кгц*), найдем необходимую степень ионизации для их отражения при любом угле падения $N = f^2/81 = 9 \cdot 10^6/81 \approx 10^5$ электронов в 1 *см*^{3}. Эта концентрация электронов свойственна уровню Е только в дневные часы. В ночные же часы отражение возможно лишь при наклонном падении средних волн на границу области Е.

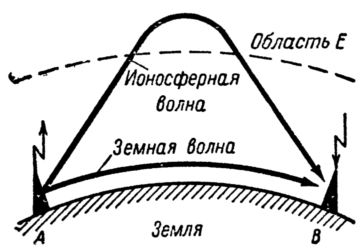


Рис. 7-12. Происхождение «ближнего» замирания.

Замечательно следующее: в дневные часы энергия средних волн очень сильно поглощается областью D, сквозь которую волны проходят дважды — при подходе к уровню Е и при отражении от него. Ночью область D отсутствует и волны в ней не поглощаются. Поэтому в дневные часы средние волны практически могут распространяться только как поверхностные (земные), а ночью на более значительных расстояниях от передатчика можно принимать ионосферные средние волны. Увеличение дальности действия средневолновых радиостанций в ночные часы очень выгодно для радиовещания. Для связи же на средних волнах требуется круглосуточное прохождение сигналов, и это достигается только при приеме земных волн.

Участие ионосферы в распространении средних волн в ночное время сопровождается некоторыми особенностями.

Первой из таких особенностей следует считать з а м и р а н и я (резкие уменьшения) силы приема. Положим, что в пункте *А* (рис. 7-12) работает передатчик, а в пункте *В* ведется прием. Если днем в пункт *В* доходят земные (и только земные) волны, то ночью туда же могут попадать и волны, отраженные ионосферой. Тогда в пункте приема поле становится результатом интерференции (взаимодействия) земных и ионосферных волн. При совпадении фаз этих волн результирующее поле усиливается, а при противофазности ослабляется (замирает). Но степень ионизации отражающего слоя и, следовательно, глубина проникновения в него радиоволн не остаются постоянными. Они изменяются по случайному закону (подвергаются флуктуациям) вследствие непостоянства ионизирующего излучения Солнца и наличия воздушных течений. В результате этого изменяется длина пути пространственных

волн, а значит, и фазовый сдвиг между земной и пространственной волнами. Чем короче волна, тем чаще изменения фазовых соотношений при флуктуациях длины пути пространственных волн от передатчика до пункта приема. Возможны замирания и в той зоне, куда земные волны уже не доходят и где взаимодействуют пространственные волны, доходящие разными путями. Но такие «дальние» замирания чаще наблюдаются на коротких волнах.

Вторым неизбежным следствием влияния ионосферы на распространение средних волн оказываются колебания силы приема в течение суток. На очень близких расстояниях от передатчика, где основным оказывается поле земных волн, сила приема в течение суток практически не меняется. На средних расстояниях, куда земные волны доходят с большим ослаблением, днем прием может быть плохой, а ночью, когда главенствует поле ионосферных волн, он улучшается, но сопровождается замираниями. На больших же расстояниях, куда земные волны практически не доходят, прием возможен лишь в темное время за счет ионосферных волн.

Для радиолюбителя может представить интерес методика расчета дальности действия (или, что одно и то же, напряженности поля) той или иной радиовещательной станции средних волн. Здесь встретятся следующие шаги вычислений.

В первую очередь волны, излучаемые заземленной передающей средневолновой антенной, можно условиться считать распространяющимися в свободном «полупространстве», ограниченном снизу идеально проводящей плоской поверхностью. Для земных волн это будут «идеальные» условия распространения. Формула (7-2) приобретает в таком случае следующий вид:

$$\mathrm{E} \approx 7{,}75 \frac{\sqrt{P_{\Sigma} D}}{r}. \qquad (7\text{-}8)$$

Здесь Е — действующее значение напряженности электрического поля (у поверхности раздела) на расстоянии r (*м*) от передающей антенны, которая дает мощность излучения P_{Σ} (*вт*) и имеет в горизонтальной плоскости коэффициент направленности D. Мы видим, что действующее значение напряженности поля увеличилось в $\sqrt{2}$ раз, что соответствует удвоению мощности излучения. Физически это разъясняется следующими соображениями: если мощность излучения сохранена той же, которую давала антенна в свободном пространстве, то теперь эта вся мощность направляется в полупространство, а потому п о т о к м о щ н о с т и у д в а и в а е т с я.

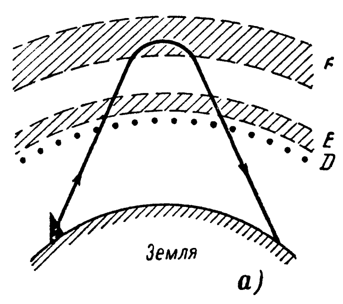
Над реальной выпуклой поверхностью Земли и с учетом реальных потерь энергии в поверхностном слое напряженность поля будет меньше тех значений, которые вычисляются из формулы (7-8). Ослабление поля вследствие огибания выпуклой земной поверхности и потерь энергии учитывается множителем F, представляющим собой правильную дробь:

$$\mathrm{E} = 7{,}75 \frac{\sqrt{P_{\Sigma} D}}{r} F. \qquad (7\text{-}9)$$

Значение множителя F зависит от свойств земной поверхности и от длины волны; оно находится в справочных таблицах, составленных на основе длительных расчетов и экспериментов. Укажем, что для морской поверхности множитель F оказывается наибольшим, а для сухой песчаной поверхности — наименьшим.

7-5. РАСПРОСТРАНЕНИЕ КОРОТКИХ ВОЛН

Короткие волны (100—10 *м*) могут, вообще говоря, распространяться как земными, так и ионосферными лучами. Но поглощение энергии радиоволн в земной поверхности возрастает с увеличением частоты, тогда как поглощение в ионосфере с ростом частоты уменьшается. Именно поэтому основным видом практически используемого распространения коротких волн следует считать ионосферное распространение. Вдоль земной поверхности короткие волны распространяются на небольшие расстояния. При мощности передатчика в десятки и даже в сотни ватт дальность связи земными лучами не превосходит десятков километров, особенно для верхней половины коротковолнового диапазона (50—10 *м*).



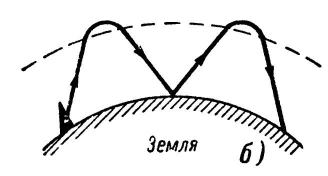


Рис. 7-13. Распространение пространственных коротких волн.

а — при одном скачке; *б* — при двух скачках.

Радиопередача на коротких волнах ионосферными лучами является экономичным способом дальней радиопередачи. В нормальных условиях состояния ионосферы для отражения лучей коротких волн основной оказывается область F, а нижележащие области E и D создают вредное поглощение энергии коротких волн. Такое «нормальное» прохождение коротких волн показано на рис. 7-13, *а*, а на рис. 7-13, *б* изображается возможность увеличения дальности коротковолновой связи путем «двух скачков», т. е. двукратного отражения от ионосферы (с однократным отражением от Земли). Дальность такой связи определяется углом, под которым волны падают на границу ионосферы (и отражаются от нее): чем больше угол падения, тем больше дальность «скачка». Экономичность же связи достигается благодаря тому, что при правильном выборе длины волны поглощение энергии в ионосфере на коротких волнах незначительно (гораздо меньше, чем на средних волнах); поэтому в пунктах возвращения отраженных волн к Земле напряженность их поля может оказаться достаточной для приема даже при сравнительно небольшой мощности передатчика.

Для того чтобы пояснить смысл выбора выгодной части коротковолнового диапазона, рассмотрим рис. 7-14. Здесь изображаются лучи распространения короткой волны, частота которой выше критической частоты слоя F ионосферы. Крутизну падения мы будем оценивать не углом падения δ_1 (см. рис. 7-8), а углом возвышения θ, который образован между лучом волн и касательной прямой к поверхности Земли в пункте излучения.

При крутом падении ($\theta \to 90°$) волны проходят сквозь ионосферу в Космос. При некотором угле $\theta_{кр}$ (критический угол для данной степени ионизации слоя и для данной частоты радиоволн) происходит полное внутреннее отраже-

ние и луч направляется в ионосфере параллельно земной поверхности. При углах, меньших критического, лучи возвращаются к Земле, и тем дальше от пункта излучения, чем меньше угол θ. При излучении касательно к Земле достигается наибольшая дальность «скачка», составляющая приблизительно 4 000 *км*.

Итак, необходимая дальность связи определяет собой тот угол θ, под которым антенна должна излучать максимум энергии. Зная высоту отражающего слоя, легко определить этот угол простым геометрическим построением. Для того чтобы получить в намеченном пункте приема достаточную напряженность поля ионосферных коротких волн, необходимо выполнить следующие два условия прохождения этих волн: во-первых, нужно выбрать такую частоту (длину волны), которая была бы ниже максимального значения, еще отражаемого слоем F при требуемом угле возвышения; во-вторых, необходимо, чтобы энергия волн этой частоты не поглощалась чрезмерно при двукратном прохождении (вверх и вниз) через области E и D (поглощение уменьшается с ростом частоты).

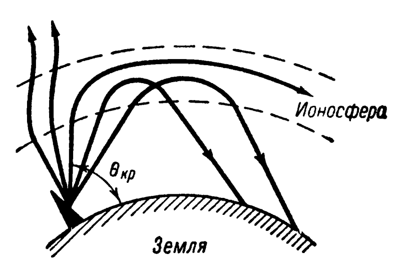


Рис. 7-14. Распространение волн, частоты которых выше критической, при излучении под разными углами.

Значит, выбор частот для коротковолновой ионосферной связи ограничен резко сверху некоторой максимальной применимой частотой по отражению и не столь резко снизу некоторой минимальной применимой частотой по поглощению. Оба этих граничных значения частоты относятся к данным часам суток (т. е. к данной степени ионизации области F) и к данной трассе (т. е. к углу возвышения θ).

Описанная нами «нормальная» картина распространения коротких волн позволяет пояснить разницу между «дневными» и «ночными» волнами.

Днем для дальних связей применяются наиболее короткие волны этого диапазона (примерно от 10 до 25 *м*); такие волны при малом угле возвышения способны отражаться от слоя F. Конечно, более длинные волны и подавно стали бы отражаться, но при высокой дневной ионизации в областях E и D потери в этих областях были бы слишком большими и потребовалось бы невыгодное увеличение мощности передатчиков.

Ночью для дальних связей используется нижняя часть коротковолнового диапазона (приблизительно от 35 до 100 *м*), так как при уменьшении ионизации слоя F более короткие волны от него не отразились бы даже при пологом падении. Потери же в нижних слоях ионосферы ночью не столь опасны, ибо область D отсутствует, а ионизация области E сильно уменьшается.

Волны, занимающие участок между дневными и ночными (примерно от 25 до 35 *м*), успешно применяются для связи в часы восхода и захода Солнца. Конечно, точное разграничение этих трех участков коротковолнового диапазона невозможно, так как их границы зависят

от сезона (лето, зима) и от фазы 11-летнего периода солнечной активности.

Все сказанное о «нормальном» прохождении коротких волн убеждает нас в том, что экономичность дальней коротковолновой связи получается за счет эксплуатационных осложнений в виде необходимости сменять волну радиостанций несколько раз в сутки, и притом в нужные часы. Но «нормальные» условия прохождения коротких волн в ионосфере нарушаются рядом дополнительных явлений, характерных для коротковолновой связи и наносящих ей ущерб.

Если на длинных волнах основным видом помех, как мы указывали, являются атмосферные разряды, то на коротких волнах наиболее угрожающими оказываются помехи от посторонних передатчиков. В определенные часы суток частоты, пригодные для дальней связи, назначаются очень многим радиостанциям, и эти волны распространяются на дальние расстояния, создавая взаимные помехи. Разумеется, требование борьбы с помехами от посторонних передатчиков осложняет условия связи.

Не менее вредное явление для коротковолновой связи представляют собой замирания, которые на коротких волнах бывают более глубокими и следуют друг за другом более часто, нежели на средних волнах. Физическая сущность замираний та же: интерференция волн, доходящих до пункта приема разными путями и с изменяющимися во времени фазовыми сдвигами. Промежутки времени между двумя замираниями (минимумами результирующей напряженности поля) могут исчисляться и долями секунды, и секундами, и, реже, десятками секунд, а амплитуда напряженности поля (от минимума до максимума) может изменяться в десятки и даже в сотни раз.

В отличие от замираний на средних волнах, причиной которых чаще всего оказывается интерференция земных лучей с ионосферными, на коротких волнах замирание обычно является результатом взаимодействия нескольких пространственных лучей, прошедших разные пути в ионосфере. Например, на рис. 7-13 был показан прием лучей, один из которых имел одно, а второй — два отражения. Может быть интерференция и между пучками волн, излученных передатчиком под разными углами и взаимно перекрывающихся в пункте приема. Способы борьбы с замираниями разработаны и будут рассматриваться ниже. Разумеется, необходимость такой борьбы усложняет и без того не очень простые условия ионосферной коротковолновой связи.

Дополнительные помехи при дальнем коротковолновом приеме может создать радиоэхо. При обходе сигналов вокруг земного шара путем многократного отражения коротких волн поглощение энергии столь мало, что возможен вторичный прием одного и того же сигнала. Такое «прямое кругосветное эхо» наблюдается через 0,13 *сек* после приема основного сигнала. При радиотелеграфном приеме (особенно при быстродействующей работе) эхо способно исказить текст, при фототелеграфе — испортить изображение, а при радиотелефонии — создать длительную реверберацию.

Возможно также «обратное кругосветное эхо», т. е. вторичный прием сигнала, обогнувшего Землю в направлении, обратном основному (кратчайшему) направлению связи (рис. 7-15). Однако направленность действия передающей и приемной антенн может исключить обратное кругосветное эхо.

Коротковолновая связь в полярных областях (грубо говоря, в радиусе 2 000—3 000 *км* от полюсов) нередко нарушается ионосфер-

ными возмущениями, происходящими преимущественно в слое F. Они вызывают нерегулярное уменьшение ионизации слоя и даже полное его исчезновение на время до нескольких часов. Возможно и появление дополнительных слоев, и изменение высоты слоя F. Все эти явления резко ослабляют напряженность поля сигнала, рассчитанного на «нормальное» прохождение в ионосфере.

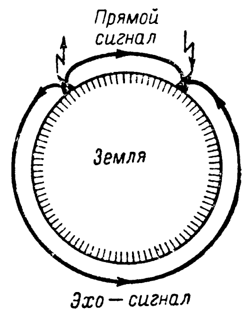


Рис. 7-15. Схема обратного кругосветного радиоэха (отдельные отражения не показаны).

Для повышения надежности коротковолновой связи в полярных районах передатчики рекомендуется строить с большим запасом мощности, с высокой направленностью антенн, а прием сигнала осуществлять одновременно на два приемника с разнесенными на местности антеннами. Разумеется, длинноволновые и ультракоротковолновые линии связи, если имеется возможность их создать, более надежны для полярных районов, нежели коротковолновые.

Условия коротковолновой связи подвергаются существенным изменениям по фазам 11-летнего периода солнечной активности. Дело в том, что для дневных часов критическая частота слоя F в годы высокой солнечной активности оказывается больше (иногда почти вдвое больше), чем в годы низкой активности. Можно привести следующие приближенные значения критических частот слоя F для средних географических широт (табл. 7-2).

Естественно, что в годы высокой солнечной активности можно и нужно выбирать повышенные частóты связи, так как они проходят сквозь нижние слои ионосферы с меньшим поглощением. Это выгодно

Таблица 7-2

Фаза солнечной активности	Сезон года	Время суток	Критическая частота слоя, *Мгц*
Максимум	Зима	День Ночь	14 2
	Лето	День Ночь	7 4
Минимум	Зима	День Ночь	8 2
	Лето	День Ночь	6 4

для дальних связей. Однако в годы высокой активности Солнца более вероятны и всякого рода нерегулярные явления в ионосфере (в первую очередь — возмущения), способные нарушить связь.

При организации коротковолновой связи необходимо учитывать, что между зонами приема поверхностных и пространственных волн может наблюдаться зона молчания. Для передатчика, антенна которого имеет равномерное излучение в горизонтальной плоскости, это явление представлено в плане на рис. 7-16: зона молчания имеет вид кольцевой площади, разделяющей зоны слышимости. Границы этого пояса определяются минимальной напряженностью поля, еще обеспечивающей прием на фоне помех.

Причина существования зоны молчания раскрывается достаточно просто: в эту зону земные волны (рис. 7-17) уже не доходят, поглощаясь почвой, а ионосферные волны в эту зону еще не доходят, так как отражаются только при падении под углом не меньше критического (см. рис. 7-14) и возвращаются к Земле за зоной молчания. Внутренний

Рис. 7-16. Внутренний (r) и внешний (ρ) радиусы зоны молчания (вид сверху, в плане).

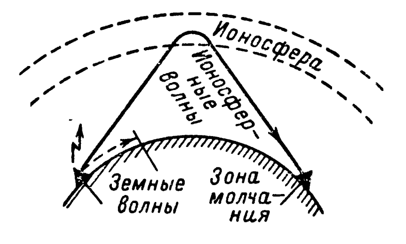


Рис. 7-17. Происхождение зоны молчания.

радиус зоны молчания r зависит, конечно, от мощности излучения поверхностных волн, но в редких случаях превосходит сотню километров; внешний же радиус ρ при работе коротковолновой станции на дальние расстояния, т. е. под малыми углами возвышения, может превосходить тысячу километров. С пунктом, находящимся в зоне молчания для данной длины волны и для данной передающей антенны, нельзя добиться связи путем повышения мощности передатчика.

Итак, очень интересные возможности, предоставляемые связью на коротких волнах, реализуются только при тщательном учете их свойств и особенностей.

Знание закономерностей распространения коротких волн и наличие экспериментальных сведений об ионосфере необходимы для успешной организации дальних коротковолновых связей. В первую очередь производится выбор длины волны и типов передающей и принимающей антенн. Предположим, что задана трасса радиолинии между пунктами A и C (рис. 7-18, a). Предположим, далее, что на основе материалов вертикального зондирования ионосферы на середине этой трассы мы знаем для какой-то части суток высоту BD отражающего уровня и критическую частоту этой области. Разумеется, при этом мы мысленно заменяем процесс постепенного поворота луча к Земле процессом зер-

кального отражения. Тогда максимальную применимую частоту для данной трассы в данные часы можно очень просто найти из геометрических соотношений для рис. 7-18, *а*:

$$f_{\text{м. п}} = \frac{f_{\text{кр}}}{\cos \delta}, \tag{7-10}$$

где δ — угол падения луча на отражающую поверхность.

Пусть, например, расстояние $r = 800$ *км*, высота отражения $BD = 400$ *км*, критическая частота $f_{\text{кр}} = 7$ *Мгц*. Тогда из треугольника ABD получим $\delta = 45°$ и по формуле (7-10)

$$f_{\text{м. п}} = \frac{7}{0{,}707} \approx 9{,}9 \text{ Мгц}.$$

Эта частота соответствует длине волны около 30 *м*. На практике для связи назначают не максимальную применимую частоту, а несколько

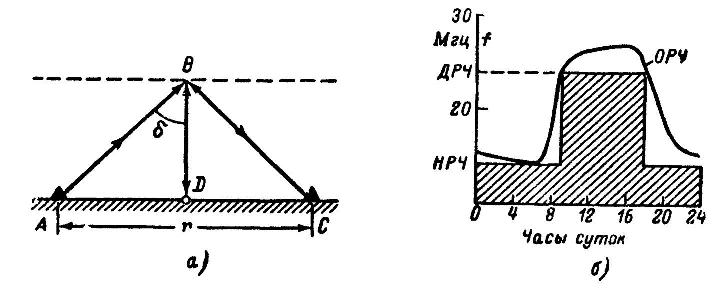


Рис. 7-18. Выбор частот для коротковолновой связи.

а — путем геометрического построения; *б* — по суточному ходу оптимальной рабочей частоты.

меньшую. Оптимальная рабочая частота (ОРЧ) обычно берется приблизительно на 15% ниже максимально применимой. В данном примере оптимальной будет частота около 8,42 *Мгц*. Зная же угол падения δ, мы тем самым определяем требуемые углы возвышения θ главных лепестков диаграмм направленности передающей и принимающей антенн и можем выбрать типы антенн. В нашем примере треугольник ABD оказался равнобедренным, и углы подъема диаграмм направленности антенн должны быть по 45°. Конечно, подобное упрощенное построение, не учитывающее кривизны земной поверхности, допустимо для трасс относительно небольшой протяженности (сотни километров).

Выбрав рабочую частоту (т. е. длину рабочей волны) и типы антенн, необходимо далее определить мощность радиопередатчика (точнее говоря, мощность излучения передающей антенны). Выполняется такой расчет на основе метода, разработанного А. Н. Казанцевым.

Сказанное нами о выборе частоты, направленности и мощности относилось к какому-то часу суток в какое-то время года. Но в течение суток критическая частота изменяется; вместе с ней изменяются значения максимально применимой, а следовательно, и оптимальной частоты. Для примера на рис. 7-18, *б* изображается изменение оптимальной рабочей частоты ОРЧ в течение осенних суток для трассы длиной

около 1 500 *км*. Заштрихованная площадь дает указания о выборе дневной ДРЧ (более высокой) и ночной НРЧ (более низкой) рабочих частот, по возможности приближающихся к оптимальным.

Таковы самые элементарные представления об организации коротковолновой связи ионосферными волнами. В дополнение к расчетным методам определения рабочих частот для заданных трасс — методам, основанным на материалах вертикального зондирования ионосферы, применяется также метод практических измерений. Непосредственные измерения основаны на эффекте возвратно-наклонного отражения пространственных волн при их падении на земную поверхность. Этот эффект открыл Н. И. Кабанов.

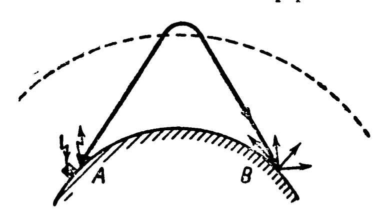


Рис. 7-19. Принцип возвратно-наклонного зондирования.

Неровности, хотя бы и малые, дают рассеянные отражения (рис. 7-19). Если в пункте *A* передачи установили также приемник и если этот приемник обнаруживает волны, отраженные от земной поверхности в пункте *B*, то можно утверждать, что имеется также прохождение и прямых сигналов по трассе *AB*. Тот факт, что рассеянное отражение происходит именно в нужном пункте *B*, устанавливается по отсчету времени прохождения прямого и отраженного сигналов. Возвратно-наклонное зондирование радиотрасс практикуется довольно широко с применением специального оборудования.

7-6. РАСПРОСТРАНЕНИЕ УЛЬТРАКОРОТКИХ ВОЛН

На ультракоротких волнах достигаются очень важные возможности в технике радиосвязи и радиовещания. А такие отрасли техники, как телевидение, радиолокация, ближняя радионавигация и многие другие, оказываются осуществимыми только на ультракоротких волнах благодаря широкой полосе пропускания радиолиний и высокой направленности антенн.

В течение десятилетий применение ультракоротких волн ограничивалось требованием прямой (геометрической) видимости между антеннами передающей и приемной станций, которое вытекает из прямолинейности распространения основного потока энергии этих волн. Действительно, дифракция вокруг больших преград почти несвойственна ультракоротким волнам, а потому они дифракционно не огибают практически выпуклость земной поверхности. В ионосфере же не может быть достигнута такая степень ионизации, которая была бы достаточной для нормального отражения ультракоротких волн (исключение может быть в годы высокой солнечной активности для нижней части метрового диапазона — примерно 7—10 *м*). Именно поэтому ультракороткие волны первоначально применялись для ближних наземных связей, для местного радиовещания и телевизионного вещания и для связей самолетов в воздухе.

Но наука нашла пути к разрешению противоречия между потребностью в широкой полосе пропускания и ограниченной дальностью прямой видимости. Была разработана радиорелейная связь, которая характерна размещением вдоль трассы ряда промежуточных

(ретрансляционных) станций на интервалах прямой видимости между ссседними антеннами (рис. 7-20). Правда, радиорелейная линия и по своим свойствам, и по своей стоимости оказывается ближе к кабельным линиям связи, нежели к радиостанциям непосредственной дальней связи.

Промежуточная станция радиорелейной линии, принимая сигналы, приходящие с одного направления, автоматически переизлучает (ретранслирует) их в другом направлении на иной волне; таким образом сигнал «по цепочке» передается от первой оконченной станции ко второй. Одновременно по той же линии передаются сигналы от второй оконечной станции к первой. Больше того: одно и то же антенное устройство может служить и для передачи, и для приема сигналов в одном направлении, если эти сигналы имеют, например, разную поляризацию (горизонтальную и вертикальную). Именно потому на

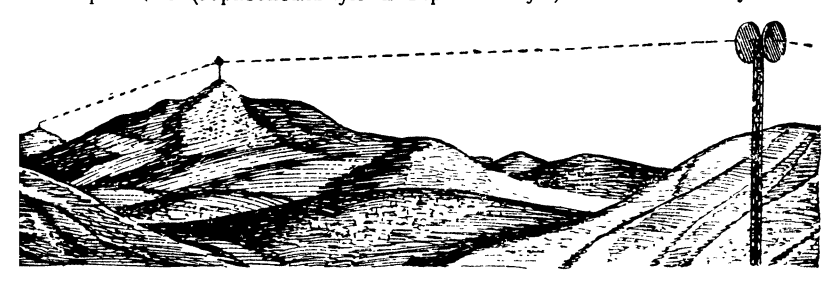


Рис. 7-20. Радиорелейная линия с прямой видимостью между антеннами.

каждой башне (мачте) на рис. 7-20 мы видим лишь по две (а не по четыре) параболические антенны — для обмена с двумя соседними станциями.

Радиорелейные линии уплотняются *несколькими каналами*, т. е. при телефонной связи могут между собой одновременно разговаривать несколько пар абонентов. На крупных линиях имеется до тысячи и более каналов. Широкие полосы пропускания аппаратуры ультракоротких волн позволяют передавать по радиорелейным линиям не только телефонные сообщения, но и телевизионные программы между разными городами и разными странами.

Если ультракороткие волны распространяются в приземном слое воздуха, то они могут испытывать поглощение, ослабляющее напряженность поля по сравнению с полем при распространении в безвоздушном пространстве. Причиной поглощения энергии радиоволн могут явиться капли воды в виде дождя или тумана. Правда, практически заметным это поглощение становится только на волнах короче 3 *см*.

Физически процесс поглощения в каплях воды можно представить как результат наведения в них токов смещения, плотность которых пропорциональна частоте. Кроме того, граница дождевой полосы или облака как среды с иными параметрами (для воды проницаемость $\varepsilon_r = 80$) создает отражение и рассеяние очень коротких волн. Линия связи на волне 2 *см* во время атмосферных осадков становится неустойчивой. На волнах миллиметрового диапазона наблюдается значительное поглощение в молекулах водяных паров и затем в молекулах кислорода.

Учитывая эти свойства, для радиопередачи вдоль земной поверхности используют волны не короче 3 *см*. Например, телевизионные передачи ведутся на метровых, и в последнее время, на дециметровых волнах. Радиорелейные линии работают преимущественно на волнах 3—10 *см*, а также на дециметровых волнах. Связь же между подвижными наземными объектами (автомобильный и железнодорожный транспорт) осуществляется в основном на волнах метрового диапазона.

Требование прямой (геометрической) видимости между антеннами корреспондирующих радиостанций ультракоротких волн заставляет располагать антенны по возможности выше. В стационарных сооружениях для подъема антенн УКВ служат специальные опоры — либо башни, либо мачты. Если представить земную поверхность идеально шарообразной и гладкой (рис. 7-21) и принять высоту подъема одной антенны h_1 (в метрах), а другой h_2 (в метрах), то предельное расстояние прямой видимости d (в километрах) вычислится так:

$$d = 3{,}57\left(\sqrt{h_1} + \sqrt{h_2}\right).$$

Так, например, если обе антенны поднять на высоту $h_1 = h_2 = 25$ *м*, то расстояние прямой видимости будет не более $d = 35{,}7$ *км*. Но энергия, получаемая принимающей антенной от передающей, распространяется в некоторой зоне, которая охватывает пунктирную прямую, показанную на рис. 7-21 (в физике эта зона называется первой зоной Френеля). Значит, желательно, чтобы между верхней точкой преграды и прямой линией, соединяющей антенны, был «просвет» хотя бы в несколько метров.

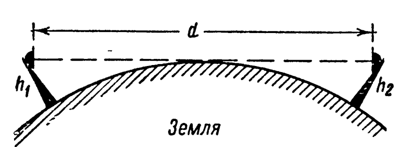


Рис. 7-21. Предельное расстояние прямой видимости между антеннами.

Антенны важнейших радиорелейных линий размещаются на башнях высотой до 100 *м*. Еще выше поднимаются антенны телевизионных передатчиков, задача которых — обслужить по возможности широко окружающую местность. Всем известно, что высота Останкинской телевизионной башни составляет 525 *м* (самое высокое здание в мире).

Связь на УКВ при наличии прямой видимости между антеннами характерна возможностью одновременного воздействия на приемник не только прямой волны, но и в о л н ы, о т р а ж а е м о й от земной поверхности. На рис. 7-22, *а* показаны передающая антенна на высоте h_1 и приемная антенна на высоте h_2. Луч прямой волны соединяет эти антенны A_1 и A_2. Луч отраженной волны легко построить, соединив «зеркальное отражение» передающей антенны A_1' прямой линией с приемной антенной A_2. Это дает точку отражения на земной поверхности, в которой углы падения и отражения δ равны между собой.

Длина прямого луча r_1 меньше, чем длина отражаемого луча r_2. Поэтому в точку A_2 волны по этим двум путям приходят, вообще говоря, в разных фазах. Разность их фаз зависит от разности хода $(r_2 - r_1)$ и от длины волны. При заданной длине волны разность хода изменяется с изменением высот антенн и расстояния d между ними. Если любую из этих трех величин изменять плавно, то сдвиг фаз будет периодически меняться от 0 до 180°, вновь до нуля и т. д. Следовательно, напряженность поля E_2 получит периодические изменения, как показано для примера на рис. 7-22, *б*.

Это свойство, открытое Б. А. Введенским, означает практически следующее: если линия радиосвязи выполнена правильно и отдельно взятый луч r_1 обеспечивает по расчету уверенную связь, а фактически связь отсутствует или оказывается неуверенной, то небольшим изменением одной из указанных величин (h_1, h_2, d или λ) можно достигнуть хорошего результата. Эффект интерференции прямого и отраженного лучей может наблюдаться и при таком расстоянии d, которое не допускает пренебрежения выпуклостью Земли; с другой же стороны, при отражении может поглощаться или рассеиваться значительная часть энергии луча r_2, а потому даже при сдвиге фаз в 180° результирующее поле не будет равно нулю.

На этом закончим краткие сведения о «приземном» распространении ультракоротких волн при условии прямой видимости между кор-

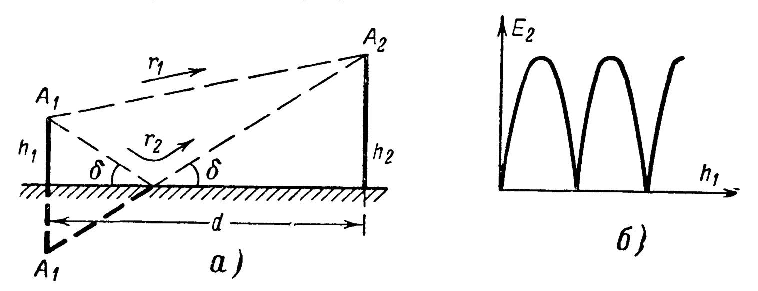


Рис. 7-22. Взаимодействие прямой и отраженной волн в пункте приема.

а — геометрическое построение лучей; *б* — зависимость результирующего поля от высоты передающей антенны.

респондирующими антеннами. На метровых волнах, которые способны более успешно огибать небольшие преграды на земной поверхности, чем дециметровые волны, возможно поддерживать связь и при отсутствии прямой видимости. Такая связь, называемая часто «низовой» связью, широко распространена и среди радиолюбителей, в частности для спортивной «охоты на лис». Дальности низовой связи на метровых волнах обычно исчисляются километрами, реже — немногими десятками километров. Наиболее сложными оказываются условия радиосвязи на метровых волнах в пределах большого города. Здесь трудно требовать прямой видимости между антеннами подвижных радиостанций. Поэтому часто прибегают к ретрансляции через «центральную» радиостанцию, антенна которой установлена на высотном доме.

Очень интересны возможности связи на ультракоротких волнах за пределами горизонта. Такие возможности открыты в последние десятилетия и объясняются они свойствами атмосферы, приводящими к тем или иным искривлениям лучей ультракоротких волн.

Возможны случаи, когда показатель преломления воздуха уменьшается с высотой быстрее, чем при нормальном состоянии атмосферы. Это особенно часто наблюдается над водной поверхностью: влажность воздуха в нижних слоях тропосферы над водой велика и резко убывает с высотой. Тогда луч оказывается преломленным настолько сильно, что он может возвратиться к земной поверхности, отразиться от нее, вновь испытать преломление в тропосфере, возвратиться к Земле на

удвоенном расстоянии и т. д. (рис. 7-23). Такой случай дальнего распространения ультракоротких волн, создаваемого «сверхрефракцией» в тропосфере, называется распространением в тропосферном волноводе.

Для телезрителей прием дальних программ благодаря распространению в тропосферном волноводе может представить большой интерес.

Другая возможность дальней, и притом регулярной, сравнительно устойчивой связи на ультракоротких волнах создается рассеянием их энергии в местных (локальных) неоднородностях тропосферы. Нам известно, что такие неоднородности постоянно создаются и распадаются благодаря вихревым движениям воздуха на высоте 3—5 *км* и более. Неоднородности характеризуются в электрическом отношении коэффициентом преломления, отличающимся от нормального.

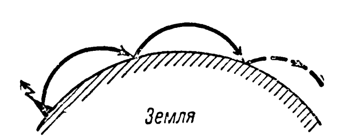


Рис. 7-23. Распространение УКВ в тропосферном волноводе.

Лучи ультракоротких волн, проходя сквозь тропосферные неоднородности, испытывают частичное отражение рассеянного характера (рис. 7-24, *а*). Рассеянно отраженные лучи направляются преимущественно вперед и вниз, так что некоторая часть энергии радиоволн достигает Земли на расстояниях, исчисляемых сотнями километров. Эти расстояния можно подсчитать, зная высоту неоднородности тропосферы h и построив из этой области две касательные прямые к поверхности Земли (рис. 7-24, *б*). Так, если принять $h \approx 3$ *км*, то можно геометрически вычислить расстояние (дугу) $AB \approx 400$ *км*. Если в пунктах A и B

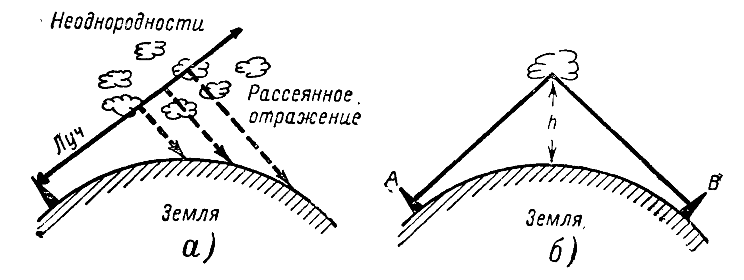


Рис. 7-24. Связь с рассеянным отражением УКВ.

а — рассеяние на неоднородностях; *б* — дальность тропосферной связи.

расположить радиостанции, то можно получить радиолинию тропосферной связи (точнее линию связи на УКВ с использованием рассеянного отражения в тропосфере). Обычно такие линии рассчитываются на дальности до 200—300 *км*, но могут быть и более протяженные линии (до нескольких тысяч километров).

Однако создание линии тропосферной связи — значительно более сложная задача, нежели линии коротковолнового диапазона на то же расстояние. Благодаря рассеянному отражению волн от тропосферной неоднородности напряженность поля падает с расстоянием более резко, нежели при прямой видимости. Поэтому требуются значительные мощ-

ности передатчиков (от 1 до 50 *квт*), антенны больших размеров с высокой направленностью и высокочувствительные приемники. Лишь после создания такой аппаратуры и удалось открыть явление тропосферного рассеяния.

Что касается диапазона частот, пригодного для тропосферной связи, то он включает в себя метровые, дециметровые и часть сантиметровых волн (не испытывающую заметных потерь в атмосфере). Существующие (известные из литературы) линии тропосферной связи относятся преимущественно к дециметровому диапазону.

Связь с использованием тропосферного рассеянного отражения ценится высоко благодаря следующим своим свойствам. Во-первых, в отличие от длинноволновой и коротковолновой связи на УКВ возможна передача колебаний в широкой полосе частот, т. е. большого количества каналов. Во-вторых, эта связь не требует смены длины волны в течение суток, т. е. в этом отношении выгоднее коротковолновой. Однако сила приема в тропосферной линии не остается постоянной. Для повышения устойчивости уровня сигнала приходится осуществлять прием на два приемника с разнесенными антеннами, как и на коротких волнах.

Линии тропосферной связи с конца пятидесятых годов нашли себе довольно широкое применение, конкурируя в труднодоступной местности с кабельными линиями, прокладка которых в этих условиях обошлась бы дороже. Тропосферные станции могут образовать радиорелейные цепочки с интервалами не по 40—50, а по 150—250 *км* и более, что также представляется интересным для труднодоступных районов.

Теория и методы расчета линий тропосферной связи освещались в работах Б. А. Введенского, М. А. Колосова, А. И. Калинина, Ю. И. Давиденко и других ученых.

Рассеянное отражение ультракоротких (конкретно метровых) волн наблюдается также в нижних слоях ионосферы.

Ионосферные линии УКВ применяются для связи между материками и отдаленными островами при отсутствии подводных телеграфных кабелей или в качестве дублирующего средства. Станции требуются большой мощности (десятки киловатт) с многовибраторными антеннами синфазного типа. Преимуществом по сравнению с коротковолновой связью на те же расстояния оказывается возможность работать круглосуточно без смены волн. В периоды ионосферных возмущений, когда прерывается нормальная связь на коротких волнах с отражением от слоя F, неоднородности в нижних областях ионосферы становятся более резкими, и ионосферная связь на метровых волнах даже улучшается.

7-7. ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫЕ ВОЛНЫ В КОСМИЧЕСКОМ ПРОСТРАНСТВЕ

Для систем обычной наземной радиопередачи оценку воздействия сигнала на приемную установку мы выражали величиной напряженности электрического поля радиоволн в пункте приема — см. формулу (7-2). Но такая оценка, удобная для радиовещания, где прием ведется на случайные антенны, непригодна для специальных радиолиний. Дело в том, что сигналы на таких линиях могут иметь форму раздельных (дискретных) радиоимпульсов; их воздействие на приемник определяется не только амплитудой напряженности поля, но и длительностью, и частотой повторения импульсов. В таком случае более полное воздей-

ствие сигналов на приемник характеризуется той мощностью P_2, которую сможет извлечь из радиоволн приемная антенна.

Вместо абсолютной величины мощности P_2 вводят отношение мощности излучения P_1 передатчика к мощности P_2, доставляемой приемнику. Это отношение можно назвать затуханием на радиолинии.

Обращаясь к распространению радиоволн в космическом пространстве и считая, что потери на соударения электронов с молекулами газа полностью отсутствуют, получим формулу

$$\frac{P_1}{P_2} = \left(\frac{4\pi r}{\lambda}\right)^2 \frac{1}{D_1 D_2}. \qquad (7\text{-}11)$$

Здесь r — расстояние от перадатчика до приемника (в метрах); λ — длина волны (в метрах), а D_1 и D_2 — коэффициенты направленности передающей и приемной антенн (безразмерные величины).

Из формулы (7-11), казалось бы, следует, что выгоднее более длинные волны, так как с увеличением λ затухание уменьшается; это означает, что некоторую заданную мощность P_2 можно обеспечить при меньшей величине P_1. Однако мы знаем, что с уменьшением длины волны достигается возможность увеличения коэффициентов направленности антенн D_1 и D_2, и это оказывается в большинстве случаев решающим соображением для выбора длины волны.

Подсчитаем, например, какой направленностью должны обладать передающая и приемная антенны космической радиолинии, чтобы на расстоянии 300 000 *км* на волне 3 *см* при мощности излучения 1 *квт* была обеспечена мощность приема 10^{-11} *вт*. Из формулы (7-11), полагая в ней $D_1 = D_2 = D$, найдем:

$$D = \frac{4\pi r}{\lambda}\sqrt{\frac{P_2}{P_1}} =$$

$$= \frac{12{,}56 \cdot 0{,}3 \cdot 10^6 \cdot 10^3}{3 \cdot 10^{-2}}\sqrt{\frac{10^{-11}}{10^3}} = 12\,560.$$

Такой высокой направленности можно достигнуть (при допустимых размерах антенн) только на очень коротких волнах.

Приведенный метод расчета затухания радиолинии пригоден, строго говоря, для космического пространства (за пределами атмосферы).

Радиотехника в настоящее время решает три основные задачи, требующие распространения радиоволн в космическом пространстве. Первая — обслуживание наземных радиослушателей и телезрителей программами, передаваемыми на большие расстояния путем ретрансляции через искусственный спутник Земли. Вторая задача — управление с Земли космическими объектами и связь космонавтов с Землей. Наконец, третья задача — связь и взаимное управление между космическими кораблями без участия Земли и вне земной атмосферы. Решения каждой из этих задач имеют свои особенности, в большой степени зависящие от условий распространения радиоволн.

Принцип работы спутника-ретранслятора (пример — советский спутник «Молния») показан на рис. 7-25. Такой спутник несет на борту оборудование, по назначению аналогичное оборудованию промежуточной станции радиорелейной линии связи. Оно состоит из двух приемников и двух передатчиков, а также антенных устройств, находящихся вне корпуса. На борту осуществляется прием сигналов от одного назем-

ного корреспондента и их автоматическое переизлучение к другому корреспонденту. Наибольшее расстояние между наземными корреспондентами равно длине дуги MN, которая соответствует центральному углу θ Точки M и N являются точками касания прямых AM и AN, проведенных от спутника к Земле. Зону земной поверхности, лежащую в пределах телесного угла φ, называют «зоной освещенности» Земли со спутника. В принципе связь возможна между любой парой корреспондентов, расположенных в зоне освещенности. В свою очередь, размеры зоны освещенности определяются высотой H спутника.

Если спутник-ретранслятор служит для передачи программ центрального телевидения и радиовещания в удаленные области, то на борту работают лишь один приемник и один передатчик. Разумеется, связь и радиовещание через спутник-ретранслятор возможны лишь в те часы суток, в которые имеется прямая видимость спутника из обоих наземных пунктов, т. е. оба пункта находятся в зоне освещенности. Для того чтобы зона освещенности оставалась на поверхности Земли «неподвижной», спутник-ретранслятор должен быть запущен над экватором в сторону вращения Земли на высоту около 36 000 *км*. Тогда его угловая скорость окажется равной угловой скорости вращения Земли, и он будет представляться для наземного наблюдателя неподвижным («стационарным»). Проблема выбора орбит очень интересна, но она выходит за рамки сведений о распространении радиоволн.

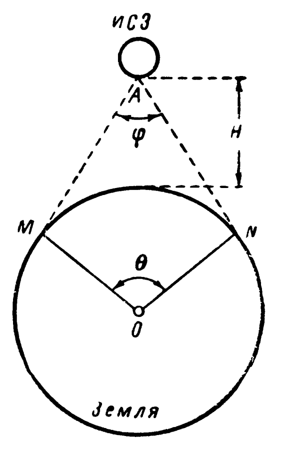


Рис. 7-25. Зона ретрансляции при высоте H искусственного спутника Земли *ИСЗ*.

Какие же длины волн можно выбирать для ретрансляции сигналов через спутник? Учитывая, что радиоволны дважды проходят через всю толщу атмосферы и испытывают поглощение в ней, приходится отказываться от волн короче 2—3 *см*. Вместе с тем, имея наземные приемные антенны направленными вверх, нужно считаться с воздействием на них мешающих излучений Солнца, космических тел и межзвездного газа. Это воздействие особенно сильно в диапазоне метровых волн, а потому они также редко применяются для связи через спутники. Применяются дециметровые волны и главным образом нижняя часть сантиметровых (3—10 *см*).

Вторая задача, решаемая радиотехникой в космическом пространстве, — связь Земли с космонавтами и управление с Земли полетом космических кораблей. Присутствие человека на корабле выдвигает новые, более сложные и ответственные требования к радиолиниям по сравнению с требованиями беспилотных полетов. Радиолиния должна обеспечить речевую (радиотелефонную) связь космонавтов с наземными центрами, так как именно речевая связь позволяет изложить любую, в том числе и неожиданную ситуацию. Вместе с тем радиолиния служит для передачи сигналов телеуправления и телеметрии. Наконец, учитывается возможность приземления корабля в любой точке земного шара и необходимость его поиска с помощью радиопеленгования.

Все эти обстоятельства требуют установки на космическом корабле радиосредств разных диапазонов — коротковолновых и ультракоротко-

волновых. Передача с корабля на коротких волнах может быть принята земными центрами на больших расстояниях. Но качество этого приема зависит от состояния ионосферы и ухудшается замираниями. Поэтому приходится привлекать к участию в радиоприеме несколько центров, расположенных в различных точках территорий и акваторий.

Обратимся к третьей космической задаче радиотехники — к взаимодействию космических аппаратов без участия Земли. В этом случае отпадают все те ограничения в выборе длин волн, которые диктовались свойствами земной атмосферы. Миллиметровые, субмиллиметровые и даже оптические волны в принципе могут использоваться для связи и управления по линиям Космос — Космос. Особенно интересны световые волны, создаваемые лазерами с огромными коэффициентами направленности. Выбор диапазона зависит от сложности разработки аппаратуры и методов ориентировки лучей на корреспондента.

Осуществленные линии радиоуправления и радиосвязи при межпланетных полетах свидетельствуют об огромных возможностях и колоссальных достижениях в области практической реализации законов распространения электромагнитных волн.

Глава восьмая

ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

8-1. СОВРЕМЕННАЯ ЭЛЕКТРОНИКА

Изучение электровакуумных и полупроводниковых приборов составляет существенную часть современной науки, которая называется электроникой. Эта наука изучает свойства и законы движения электронов, а также законы преобразования различных видов энергии при посредстве электронов. На основе законов движения электронов созданы приборы, используемые широчайшим образом в различных областях науки, техники и в быту, в разнообразных устройствах, аппаратах и машинах. Радиотехника является одной из областей применения электроники и созданных ею приборов — электровакуумных, полупроводниковых, молекулярных и квантовых.

Электровакуумные приборы основаны на использовании движения свободных электронов и ионов в вакууме или в разреженных газах под влиянием электрических и магнитных полей. Эти приборы служат базой для создания значительного большинства видов радиоэлектронной аппаратуры; особенно велико значение их в разработке мощных устройств радиосвязи, телевидения, радиолокации, радионавигации и других средств радиоэлектроники.

В свою очередь электровакуумные приборы делятся на два основных класса: электронные и ионные приборы. Электронные приборы, в которых движение электронов происходит в вакууме с высокой степенью откачки газа (10^{-7} *мм рт.ст.* и ниже), характерны большими скоростями движения электронов и пригодны для генерации и усиления колебаний в широких диапазонах радиочастот. В быту они называются радиолампами. Ионные (иначе газоразрядные) приборы содержат газ (при давлении 10^{-3} *мм рт. ст.* и выше), а потому движущиеся в них электроны с большой вероятностью сталкиваются с молекулами газа, производят их ионизацию, и в рабочем процессе принимают участие не только электроны, но и ионы. Такие приборы применяются

в электроэнергетике, особенно в преобразователях переменного тока в постоянный (выпрямителях), а также в устройствах автоматики и радиотехники в качестве базы для создания схем автоматического переключения и т. п. Работа электронных приборов рассматривается ниже, тогда как ионные приборы в книгу не вошли.

Полупроводниковые приборы имеют своей основой перемещение и распределение зарядов под воздействием электрических и магнитных полей внутри кристаллов твердого тела. Такие приборы не только способны во многих случаях заменить радиолампы, но открывают и новые возможности применения радиоэлектроники в ряде отраслей народного хозяйства. Особенно важным оказалось применение полупроводниковых приборов в тех установках, которые состоят из десятков тысяч активных элементов (например, электронные вычислительные машины): полупроводниковые приборы позволяют уменьшить размеры (миниатюризировать) и повысить сроки надежной работы аппаратуры.

Молекулярная электроника представляет собой прогрессивное направление миниатюризации аппаратуры. Это направление предусматривает создание радиосхем в твердом теле, т. е. дальнейшее развитие полупроводниковой техники. С помощью определенных примесей в кристаллическом теле образуются различные по своим электрическим свойствам зоны, которые выполняют функции резисторов, конденсаторов, полупроводниковых приборов и др. Совокупность этих зон и составляет радиоэлектронную схему в полупроводниковом кристалле. Устройства, созданные на основе молекулярной электроники, чрезвычайно малы по размерам и являются высоким достижением в области микроминиатюризации радиоэлектронной аппаратуры.

Квантовая электроника основана на новейших достижениях физики в исследовании квантовых явлений, происходящих внутри атомов и молекул вещества в твердом, газообразном и жидком состоянии. Квантовые генераторы разных видов излучают электромагнитные волны в различных диапазонах; в частности, волны могут быть длиной около микрона, т. е. в районе видимого (светового) и инфракрасного спектров. Такие генераторы создают практически параллельные световые пучки огромной яркости, что позволяет сконцентрировать колоссальную энергию в малых объемах. Эти генераторы могут найти себе разнообразное применение, в том числе и в космической технике.

В рамках книги «Основы радиотехники» имеется возможность изложить лишь те разделы электроники, которые непосредственно связаны с задачами генерации, усиления и преобразования колебаний радиочастоты и звуковой частоты; специфика электронной вычислительной аппаратуры и аппаратуры для излучений волн светового и околосветового диапазонов рассматривается в специализированных книгах. Поэтому настоящая глава посвящается электровакуумным и полупроводниковым приборам и лишь кратко знакомит читателя с другими проблемами электроники.

8-2. ДВИЖЕНИЕ ЭЛЕКТРОНОВ В ВАКУУМЕ.

Катоды электронных ламп

Электрон, открытый в самом конце прошлого века, до сих пор представляет собой объект научных исследований, которые раскрывают все новые и новые его свойства. Установлено, что электрон обладает отри-

цательным зарядом $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ *к* и массой покоя $m = 9 \cdot 10^{-28}$ *г* *.

Представим себе пространство между двумя плоскими пластинами (электродами) в эвакуированном стеклянном баллоне (рис. 8-1). Напомним, что эвакуировать или создать вакуум в баллоне — значит откачать из него воздух специальными насосами; для химического поглощения газов, которые могут выделяться внутри баллона лампы при ее эксплуатации, служат поглотители (геттеры), например барий, распыляемый внутри баллона при изготовлении лампы.

Представим себе далее, что еще до откачки баллона к пластинам были подведены проводники, впаянные в стекло и служащие выводами от пластин наружу. Вне баллона к одному проводнику присоединен положительный, а к другому отрицательный полюс батареи. Тогда пластина, соединенная с «плюсом», приобретает название а н о д, а соединенная с «минусом» — к а т о д.

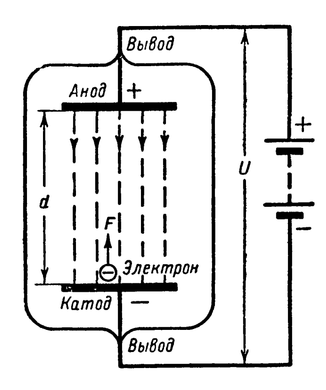


Рис. 8-1. Движение электрона в ускоряющем электрическом поле.

Пусть внутри баллона с поверхности катода вылетает электрон, имеющий пренебрежительно малую начальную скорость. Он попадает под действие электрического поля, которое на рис. 8-1 изображено в виде силовых линий, направленных от анода к катоду. Электрон притягивается к аноду с постоянной силой.

Легко вычислить эту силу. Если поле между анодом и катодом считать однородным, то его напряженность

$$E = \frac{U}{d},$$

где d — расстояние между электродами; U — напряжение между электродами.

Но электрическое поле воздействует на электрон с силой, равной (по закону Кулона) произведению его заряда на напряженность поля, т. е.

$$F = eE,$$

причем эта сила направлена навстречу полю. Электрон начнет движение снизу вверх, приобретая ускорение, которое в соответствии со вторым законом Ньютона равно отношению силы к массе:

$$a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m} = \frac{eU}{md}.$$

Движение окажется равномерно ускоренным; следовательно, при движении электрона будет возрастать его скорость и вместе с ней кине-

---

* При больших скоростях масса электрона возрастает; однако скорости, которых достигают электроны в электровакуумных приборах, значительно меньше скорости света, и в этих условиях массу электрона можно считать постоянной.

тическая энергия, которая к концу пути приобретет значение

$$W = \frac{mv^2}{2},$$

где v — скорость в конце пути d.

Энергия, приобретенная электроном при движении в ускоряющем поле, равна работе, которая затрачена электрическим полем, т. е. в конце концов батареей. Работа вычисляется как произведение силы на путь:

$$W = Fd = e\mathrm{E}d = eU. \qquad (8\text{-}1)$$

Приравняв энергию, израсходованную полем, к энергии, приобретенной электроном, напишем основное уравнение движения электрона в электрическом поле:

$$eU = \frac{mv^2}{2},$$

откуда найдем скорость электрона в конце пути

$$v = \sqrt{2\frac{e}{m}U}.$$

Зная, что отношение заряда электрона к его массе в принятых нами условиях — величина постоянная, и выражая скорость в практических единицах (*км/сек*), получаем:

$$v \approx 600\sqrt{U}. \qquad (8\text{-}2)$$

Так, если напряжение между электродами $U = 100$ *в*, то скорость электрона в конце пути окажется 6 000 *км/сек*, что, как мы видим, гораздо ниже скорости света (300 000 *км/сек*).

Легко вычислить также и время полета электрона от катода до анода, зная расстояние d между ними. Известно, что средняя скорость равномерно ускоренного движения $v_{\text{ср}} = v/2$, если начальная скорость равна нулю. Следовательно, время движения (полета) электрона

$$t = \frac{d}{v_{\text{ср}}}.$$

Например, если в указанном выше случае $d = 1$ *см* (т. е. 10^{-5} *км*), то время полета

$$t = \frac{2d}{v} = \frac{2 \cdot 10^{-5}}{6 \cdot 10^3} = \frac{1}{3} \cdot 10^{-8}\ \text{сек},$$

т. е. приблизительно 0,003 *мксек*, или 3 *нсек* (где *нсек* — наносекунда, составляет одну миллиардную долю секунды).

Итак, поле, которое ускоряет движение электрона, совершает работу, увеличивающую кинетическую энергию электрона. При ударе о поверхность анода кинетическая энергия электрона превращается в тепловую: удары электронов нагревают анод. Величина энергии измеряется в джоулях. Однако формула (8-1) позволяет принять и другую единицу для измерения энергии электрона. Энергия равна произведению заряда электрона e на напряжение U, под действием которого произошло перемещение электрона; условившись заряд электрона считать единицей количества электричества, получим энергию численно равной числу вольт U. Но называются эти единицы энергии

электрон-вольтами (*эв*). В примере, рассмотренном выше, электрон достигал анода, приобретая энергию 100 *эв*, что составляет $1{,}6 \cdot 10^{-19} \cdot 100 = 1{,}6 \cdot 10^{-17}$ *дж* (заряд электрона $e = 1{,}6 \times 10^{-19}$ *к*).

Рассмотрим второй случай движения электрона в том же баллоне. Допустим, что электрон, находящийся вблизи от поверхности анода, получил толчок в направлении к катоду. Начальная скорость электрона оказалась направленной навстречу действующей на него электрической силе. Тогда поле окажется не ускоряющим, а тормозящим движение электрона: электрон будет двигаться равномерно замедленно. Энергия, которую приобрел электрон в момент начального толчка, будет расходоваться при его движении в тормозящем поле: электрон в этом случае отдает энергию электрическому полю. Возможен и такой случай: не достигнув катода, электрон израсходует всю свою энергию, остановится, а затем начнет двигаться обратно к аноду, равномерно ускоряясь.

Третий характерный случай — толчок, сообщенный электрону в направлении, поперечном полю. Движение окажется непрямолинейным: электрон уклонится от поперечного пути в направлении к аноду, причем степень отклонения будет зависеть как от начальной скорости электрона, так и от напряженности электрического поля ($E = U/d$).

Таковы простейшие случаи взаимодействия между электроном и электрическим полем. Взаимодействие всегда проявляется в изменении скорости электрона и в обмене энергией между электроном и полем, созданным анодной батареей. В ускоряющем поле электрон приобретает энергию от батареи, а в тормозящем поле он отдает энергию батарее. Если бы электрон двигался не в вакууме, а в пространстве, заполненном газом, то описанные нами процессы нарушились бы из-за столкновений электрона с молекулами газа. О взаимодействии же электрона с магнитным полем будет сказано ниже.

Теперь представим себе, что вблизи от катода электроны появляются непрерывно и под действием электрического поля движутся к аноду. Тогда в вакууме и в цепи батареи установится электрический ток, величина которого определится числом электронов, долетающих до анода за секунду. Так, если за секунду через баллон пролетает приблизительно $7 \cdot 10^{12}$ электронов, то ток составит 1 *мка*. Направление тока до сих пор принято указывать обратным направлению движения электронов.

Можно создать условия установления и поддержания тока в вакуумном приборе, выбрав катод, который обладает свойствами эмиссии (высылки) электронов со своей поверхности. Такой катод можно назвать «эмиттером» (высылающим электроны); анод же можно назвать «коллектором» (собирающим электроны). Впрочем, наименования «эмиттер» и «коллектор» в действительности приняты для полупроводниковых приборов.

Но простая металлическая пластина, показанная на рис. 8-1 в качестве катода, не обеспечивает заметной непрерывной эмиссии электронов (по крайней мере при действии обычных анодных напряжений — в десятки, сотни и даже тысячи вольт). Дело в том, что атомы в металле, как и в любом твердом теле, жестко связаны между собой и образуют кристаллическую решетку; между атомами в этой решетке имеются зазоры, размеры которых значительно превосходят размеры электрона. Металл отличается от диэлектрика тем, что внешние электроны его атомов слабо связаны с ядром и легко отделяются от него. При этом атомы кристаллической решетки становятся положительными ионами, а отделившиеся электроны совершают внутри металла хаотические движения. Общий заряд металла остается равным нулю, поскольку

суммы зарядов ионов и электронов равны между собой. Имеются и отклонения от среднего нейтрального состояния (так называемые флуктуации заряда), но их обнаружить можно лишь с помощью очень чувствительных приборов.

Двигаясь свободно между атомами металла, электроны не могут свободно выходить за его пределы. Препятствует выходу электронов так называемый «потенциальный барьер», т. е. притяжение электрона обратно внутрь металла.

«Барьер» создается, во-первых, самими же электронами, которые прорываются из металла наружу, но притягиваются обратно положительными ионами решетки. Множество вылетающих и возвращающихся электронов образует в непосредственной («одноатомной») близости от поверхности металла как бы слой отрицательных зарядов. Совокупность ионов поверхности металла и электронов, появляющихся над поверхностью, называется «двойным электрическим слоем». Это — узкое пространство толщиной в один атом; нижняя граница пространства положительна, а верхняя — отрицательна (рис. 8-2). Действие двойного слоя на отдельный электрон, вылетающий через поверхность металла, оказывается тормозящим: сила («разность потенциалов»), действующая на электрон, направлена в сторону поверхности металла и совершает отрицательную работу, т. е. уменьшает кинетическую энергию электрона.

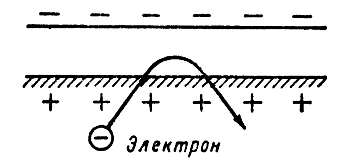
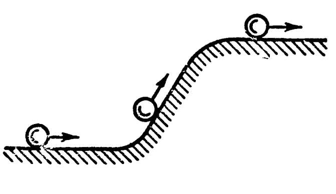


Рис. 8-2. Двойной электрический слой на границе металла.

Но если энергия электрона при вылете оказалась бы достаточной для преодоления действия двойного слоя, то имеется также сила притяжения металла, теряющего отрицательные электроны, т. е. становящегося положительным. Эта сила обратного притяжения резко убывает при удалении электрона от металла. Двойной слой и притяжение металла и составляют «потенциальный барьер», препятствующий эмиссии электронов из металла.


Рис. 8-3. Модель преодоления электроном потенциального барьера при выходе из металла.

Если электрон преодолел «барьер», то он попадает под воздействие притягивающего поля анода и начинает в сторону анода равномерно ускоренное движение. Моделью движения электрона через потенциальный барьер может служить показанный на рис. 8-3 подъем шарика на горку под действием толчка и при отсутствии трения. Крутая часть горки представляет собой действие двойного электрического слоя, а верхняя часть с уменьшающейся крутизной изображает притяжение металла.

Вполне очевидно, что подняться на горку сможет шарик, получивший при толчке достаточную кинетическую энергию. Точно так же возможен выход из металла лишь тех электронов, которые обладают должной энергией и могут совершить работу по преодолению потенциального барьера. Эта работа называется работой выхода; она характеризует эмиссионные свойства металла: чем меньше

требуется работа выхода, тем больше эмиссионная способность материала.

Но при комнатной температуре в любом металле лишь ничтожное число электронов обладает кинетической энергией, достаточной для совершения работы выхода. Эмиссия может повыситься, если электронам в металле сообщить дополнительную энергию.

Имеются три наиболее широко используемых способа повышения энергии электронов в проводнике: нагревание, создающее термоэлектронную эмиссию; облучение поверхности проводника светом, создающее фотоэлектронную эмиссию; бомбардировка поверхности проводника извне электронами, имеющими большую скорость и создающими вторичную электронную эмиссию. В большинстве типов радиоламп используется термоэлектронная эмиссия. Катод нагревается электрическим током, как нить в лампе накаливания; именно поэтому электро-

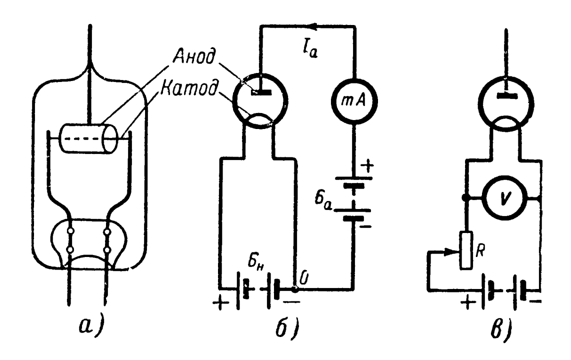


Рис. 8-4. Устройство и включение диода.

а — простейшая конструкция диода; *б* — диод в схеме; *в* — регулировка накала.

вакуумные приборы и называются лампами. Для нагревания катода должен быть самостоятельный источник тока.

Повышение температуры металла увеличивает среднюю энергию движения электронов во всей массе металла, и значительное число электронов приобретает скорость, достаточную для выхода в окружающее пространство. Чистые металлы дают заметную эмиссию лишь при температурах в несколько тысяч градусов. Такой нагрев выдерживают тугоплавкие металлы, например вольфрам, который широко применяется для катодов радиоламп.

В качестве простейшего примера радиолампы (электровакуумного прибора с термоэлектронной эмиссией) рассмотрим диод (лампу с двумя электродами), применяемый для выпрямления переменного тока, детектирования и выполнения других функций в радиоаппаратуре.

В стеклянном эвакуированном баллоне (рис. 8-4, *а*) укреплены два электрода — анод и катод. Анод выполнен в этом примере в виде металлического цилиндра, расположенного горизонтально и имеющего вывод вверх сквозь стекло. Цилиндрическая форма удобнее, чем плоская, в смысле охвата катода; но возможны и иные формы. Катод в виде нити накала, проходящий по оси цилиндра, имеет два вывода, подклю-

чаемые к батарее накала. Электроды лампы принято обозначать на схемах, как показано на рис. 8-4, *б*.

Оба вывода катода (нити накала) подключаются к самостоятельной батарее накала $Б_н$. Ток этой батареи, проходящий через нить, нагревает ее до температуры, при которой достигается достаточная эмиссия электронов. В случае необходимости устанавливать точно заданную температуру нити к ее зажимам подключают вольтметр накала V и реостат R (в соответствии со схемой на рис. 8-4, *в*).

Между анодом и одним из зажимов катода включена анодная батарея $Б_а$ с соблюдением полярности, обеспечивающей притяжение электронов к аноду. Анодный ток измеряется миллиамперметром mA, включенным в цепь анода; величина тока равна сумме зарядов электронов, достигающих анода в течение секунды. Цепь анодного тока идет от плюса анодной батареи $Б_а$ к аноду, затем от анода до катода в эвакуированном пространстве, далее по катоду до общей точки O батарей и к минусу батареи $Б_а$ (рис. 8-4, *б*). Направление анодного тока $I_а$ показано обратным направлению движения электронов.

Если бы полярность анодной батареи мы изменили и анод оказался по отношению к катоду отрицательным, то электрическое поле стало бы не ускоряющим, а тормозящим, и движение электронов к аноду прекратилось бы. Это и дает возможность применять диод как выпрямитель переменного тока.

Обратимся к устройству катодов. Для каждого металла, в том числе и для вольфрама, при допустимой температуре эмиттируется определенное (в среднем) число электронов с квадратного миллиметра. Следовательно, размеры катода должны быть такими, чтобы с его поверхности был получен требуемый ток эмиссии. Чем больший анодный ток хотим мы получить, тем бо́льшие размеры должен иметь катод; соответственно приходится затрачивать бо́льшую мощность на его нагревание (необходимая, но неполезная затрата мощности).

Чистый вольфрам в этом отношении неэкономичен. Его приходится нагревать до такой температуры (не менее 2 200° С), при которой металл испаряется и катод служит недолго (в среднем до 1 000 *ч*). Лишь в очень мощных лампах перегоревшие вольфрамовые катоды можно заменять, и они там находяг применение.

Чтобы снизить рабочую температуру катода, сохранив хорошую эмиссию электронов, необходимо облегчить выход электронов из металла. С этой целью катод покрывают слоем другого металла толщиной в один атом. Контактная разность потенциалов двух металлов частично компенсирует тормозящее действие поверхности основного металла и содействует вылету электронов. Поэтому покрытие катода называют его активацией.

Среди активирующих покрытий можно указать торий, которым покрывается специально обработанная углеродом (карбидированная) поверхность вольфрамовой нити. Торированные карбидированные катоды имеют рабочую температуру не выше 1 700° С (желтое каление) и иногда применяются в лампах для радиопередатчиков средней мощности. Лампа с таким катодом может выйти из строя не в результате перегорания нити, а вследствие разрушения активирующего покрытия; в таких случаях говорят, что лампа «теряет эмиссию».

Другим активирующим покрытием могут быть окислы (оксиды) металлов бария и стронция, которые наносятся не на вольфрам, а на никель. Активирующий слой металла выделяется из оксидов при термической обработке катода. Оксидные катоды работают при температуре около 800° С (вишнево-красное каление). Они имеют запас активирую-

щего металла в окислах и потому менее чувствительны к перекалу и более долговечны (например, 5 000 *ч*), чем торированные катоды. Кроме того, они способны отдать повышенную эмиссию при кратковременных включениях напряжений (импульсная работа).

Однако все эти катоды непосредственного (прямого) накала почти не встречаются в радиовещательной приемно-усилительной аппаратуре, питаемой от сети переменного тока. Дело в том, что если нить прямого накала питать переменным током, то общая точка *О* (см. рис. 8-4, *б*) попеременно оказывается под положительным и отрицательным потенциалом относительно середины нити, а потому изменяется (пульсирует) и анодное напряжение, вследствие чего появляется низкочастотный звук (фон) в громкоговорителе приемника.

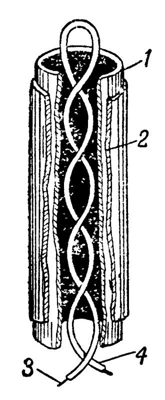


Рис. 8-5. Устройство катода косвенного накала.

Гораздо более широко в радиоприемной и телевизионной аппаратуре применяются лампы с катодами, которые питаются переменным током, но имеют неизменный потенциал по отношению к аноду (эквипотенциальные катоды). В них нить накала не предназначена для эмиссии; она лишь нагревает сквозь изоляцию отделенный от нее катод. Такие катоды называются подогревными или катодами косвенного накала.

Эскиз катода косвенного накала (с вырезом части стенки) изображен на рис. 8-5. Собственно катод представляет собой металлическую трубку *1*, на поверхность которой нанесен слой окислов *2*, содержащий барий. Внутри трубки помещена свернутая петля нити накала *3*, покрытая теплостойким слоем алунда *4* (изоляционный материал на основе окиси алюминия). Могут встречаться и такие конструкции подогревных катодов, в которых подогреватель выполнен в виде плоской спирали, а катод представляет собой плоский цилиндр, закрытый с одного торца оксидированным дном.

На рис. 8-6 дана схема цепей диода с катодом косвенного накала, причем указано питание цепи накала переменным током. Иногда в отличие от этого рисунка катод соединяется с одним из концов нити; однако всегда цепь накала и анодная цепь отделены одна от другой, т. е. не имеют общего участка. Следовательно, переменное напряжение накала не воздействует на анод. Вместе с тем массивный подогревный катод, обладающий тепловой инерцией, обеспечивает постоянство своей средней температуры при переменном токе накала.

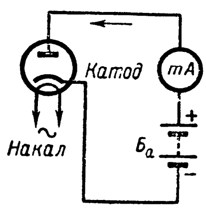


Рис. 8-6. Включение диода с катодом косвенного накала.

Естественно, что при нагреве катода нитью через изоляцию экономичность накала уменьшается. При питании от сети переменного тока вопрос экономичности накала не ставится столь остро, как при батарейном питании переносной аппаратуры. После включения массивные катоды «подогревных» ламп требуют несколько секунд на разогрев до нормальной (эмиссионной) температуры. В схемах, не имеющих соединения катода с нитью, иногда приходится создавать напряжение между ними; это напряжение

не должно превышать сотни вольт, так как при бо́льших значениях может произойти пробой алундовой изоляции.

Лампы косвенного накала с хорошо отработанной технологией производства имеют срок службы 5 000 *ч* и более.

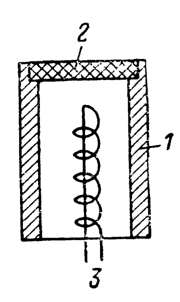


Рис. 8-7. «Пропитанный» катод.

В мощных усилительных лампах радиопередатчиков устанавливаются импрегнированные (пропитанные) катоды. В них на молибденовый цилиндр *1* (рис. 8-7) крепится крышка-диск *2* из губчатого (пористого) вольфрама; последний пропитывается активной массой, которая представляет собой алюминат бария, т. е. химическое соединение металлов. Такой катод нагревается до температуры около 1 000° С и в тяжелых условиях эксплуатации имеет долговечность более 5 000 *ч*; его подогреватель *3* располагается внутри цилиндра.

Перечисленные типы не исчерпывают всего разнообразия конструкций катодов современных электронных ламп.

8-3. ДИОДЫ

Рассмотрим более подробно процессы в анодной цепи диода (применительно к схемам на рис. 8-4, *б* или 8-6). Предположим первоначально, что анодное напряжение отсутствует, т. е. анод присоединен накоротко к катоду. Электроны, эмиттируемые катодом, остаются в пространстве вокруг катода, так как их дальнейшему движению в вакууме препятствует отталкивающее действие ранее вылетевших электронов. Так, вокруг катода образуется «облачко» электронов; совокупность зарядов этих электронов носит название объемного (или пространственного) заряда.

Плотность пространственного заряда, т. е. среднее число электронов в единице объема, возрастает с увеличением температуры катода. При заданной же (скажем, нормальной) температуре плотность пространственного заряда сохраняется, так как электронное облачко тормозит движение вновь эмиттируемых электронов, возвращая их к катоду. Отдельные электроны, вышедшие из катода с большой начальной скоростью, могут долететь до анода и навести в его цепи некоторый начальный ток (т. е. ток при отсутствии анодного напряжения), однако этот ток для практического использования недостаточен.

Когда в анодную цепь включена батарея (или иной источник постоянного напряжения), создающая на аноде положительный потенциал по отношению к катоду, то возникает электрическое поле; часть силовых линий этого поля можно представить заканчивающейся на электронах пространственного заряда, и эти электроны приобретают ускоренное движение к аноду (рис. 8-8). Возникает анодный ток; по мере увеличения анодного напряжения ток возрастает, а плотность пространственного заряда уменьшается. При достаточно большом напряжении на аноде тормозящее поле исчезает и все электроны, вылетая с поверхности катода, сразу попадают в ускоряющее поле, под действием которого они все достигают анода. Дальнейшее повышение напряжения на аноде не вызывает увеличения тока. Наступает режим насыщения. В этом режиме анодный ток $I_а$ равен полному току эмиссии $I_с$ и может быть назван током насыщения.

Если температуру катода повысить (в допустимых, конечно, пределах), то благодаря увеличению энергии движения электронов в металле возрастает и плотность пространственного заряда вокруг катода. В этом случае режим насыщения будет достигнут при большем значении анодного напряжения и ток насыщения I_e повысится. Теоретическая зависимость анодного тока $I_а$ от напряжения на аноде $U_а$ (при двух значениях напряжения накала $U_{н1}$ и $U_{н2}$) дана на рис. 8-9. Анодное напряже-

Рис. 8-8. Пространственный заряд под воздействием поля анода.

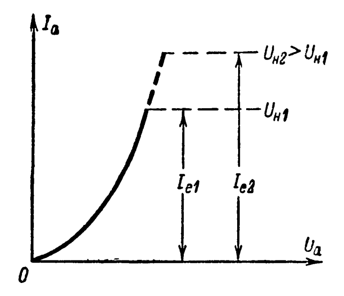


Рис. 8-9. Теоретические зависимости анодного тока от напряжения на аноде (для двух значений напряжения накала).

ние, при котором достигается ток насыщения, можно назвать *насыщающим напряжением*; оно различно для разных температур накала.

Практическая эксплуатация диодов обычно происходит в режиме ограничения анодного тока пространственным зарядом. Последний же представляет собой, как уже было указано, препятствие движению электронов к аноду, отталкивая их обратно к катоду. Можно сказать, что на пути электронов пространственный заряд является потенциальным барьером. В качестве механической модели движения электронов, уже вышедших из катода, может служить горка с обратным уклоном, по которому скатывается шарик, преодолевший тормозящее поле пространственного заряда (рис. 8-10). Электрон при приближении к аноду наращивает свою кинетическую энергию подобно шарику, двигающемуся вниз по уклону.

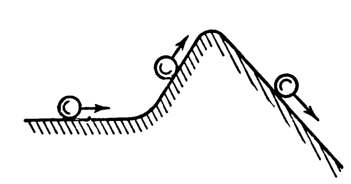


Рис. 8-10. Модель тормозящего действия пространственного заряда.

Зависимость анодного тока от напряжения на аноде (теоретическая *анодная характеристика* диода, показанная на рис. 8-9) на восходящем участке *криволинейна*. Это значит, что ток не пропорционален напряжению. Для пояснения такого факта рассечем мысленно диод на рис. 8-8 плоскостью, параллельной аноду. Через каждый квадратный сантиметр плоскости проходит электронный ток

$$j = \rho v,$$

где ρ — заряд всех электронов, находящихся в объеме 1 *см*³ на уровне сечения, тогда как v — скорость движения (*см/сек*) электронов на этом же уровне. Плотность заряда пропорциональна анодному напряжению, так как она определяется числом электронов, захваченных силовыми линиями поля анода. Скорость же движения пропорциональна квадратному корню из величины анодного напряжения, как это было показано в формуле (8-2). Чем ближе сечение к аноду, тем больше скорость электронов. Следовательно, анодный ток, снимаемый со всей площади сечения s под полным напряжением $U_а$,

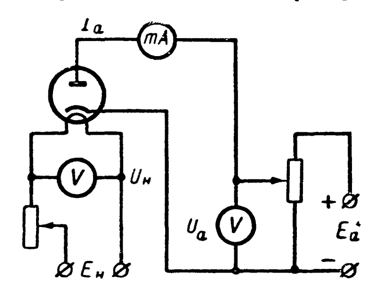


Рис. 8-11. Схема снятия характеристик диода.

$$i_а = s\rho v = kU_а\sqrt{U_а} = kU_а^{3/2}. \quad (8\text{-}3)$$

Этот закон степени трех вторых графически представляется восходящей частью теоретической характеристики диода. Коэффициент пропорциональности k определяется конструкцией диода.

Верхняя часть теоретической анодной характеристики диода строго горизонтальна: имеется резкий переход от режима пространственного заряда к режиму насыщения, а ток насыщения строго постоянен.

Характеристики диода можно снять экспериментально, воспользовавшись схемой, показанной на рис. 8-11. Напряжение накала $U_н$ устанавливается для каждой характеристики постоянным. Напряжение на аноде $U_а$ изменяется потенциометром и отсчитывается по вольтметру, а ток анода $I_а$ — по миллиамперметру.

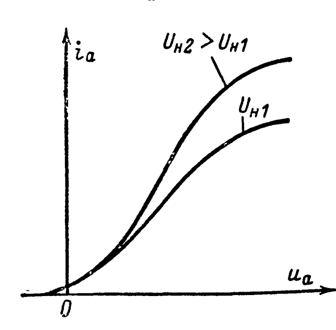


Рис. 8-12. Практически снятые анодные характеристики диода.

Форма практически снятых характеристик (рис. 8-12) лишь в общем отражает теоретически предусматриваемый ход, но имеет от него существенные отличия.

Во-первых, характеристика может начинаться в области отрицательных напряжений на аноде (за счет электронов, вылетающих из катода с большими энергиями, а также за счет контактной разности потенциалов между материалами анода и катода). Учитывать этот начальный ток анода приходится только при анализе действия на диод слабых сигналов (доли вольта).

Во-вторых, нижний участок характеристики в положительной области (нижний изгиб) поднимается круче теоретического, так как теоретическая зависимость не учитывала начальной скорости электронов и контактной разности потенциалов электродов.

Далее идет основной участок характеристики, который практически прямолинеен. Отход от «закона степени трех вторых» объясняется рядом физических и конструктивных причин, как, например, неодинаковый нагрев участков

катода, неравные скорости электронов в одной плоскости сечения, влияние поля анода на процесс эмиссии и др. В частности, увеличение энергии эмиттируемых электронов при повышении температуры катода приводит к расхождению характеристик уже на их прямолинейных участках.

Наконец, вместо резкого перехода к режиму насыщения наблюдается сравнительно плавный в е р х н и й и з г и б характеристики. Насыщение не может быть резким, так как для менее нагретых участков катода (например, около точек его крепления) режим насыщения наступает раньше, чем для более нагретых. Если увеличивать анодное напряжение после верхнего изгиба, то постоянный ток насыщения будет наблюдаться лишь у ламп с чисто вольфрамовым катодом. Для диодов с оксидными катодами рост тока анода продолжается. Одной из причин этого роста является эффект Шоттки, который состоит в приросте тока эмиссии при действии электрического поля анода непосредственно на катод, в отсутствии пространственного заряда. Другой причиной роста анодного тока, характерной для оксидных катодов, оказывается дополнительный нагрев катода самим же анодным током. Этот нагрев не позволяет даже определить на характеристике переход от режима пространственного заряда к режиму насыщения.

Электрическая цепь, в состав которой включен диод, не подчиняется закону Ома: во-первых, при изменении на обратный знак анодного напряжения ток в цепи прекращается; во-вторых, даже в области положительных напряжений ток изменяется непропорционально напряжению. Приборы, нарушающие пропорциональность (прямолинейную зависимость) между напряжением и током, называются н е л и н е й н ы м и. Значит, диод также должен быть отнесен к числу нелинейных приборов.

Для обычного проводника в цепи постоянного тока единственной величиной, характеризующей соотношения токов в этом проводнике и приложенных к нему напряжений, является сопротивление (или обратная ему величина — проводимость). Сопротивление может быть названо параметром линейной цепи. Можно ввести представление о параметрах и для нелинейного проводника, в частности для диода. Таким параметром является в н у т р е н н е е с о п р о т и в л е н и е д и о д а. Можно измерить вольтметром напряжение между анодом и катодом, а амперметром — ток через промежуток анод — катод. Отношение напряжения к току будет внутренним сопротивлением диода для постоянного тока. Но рассматривая любую из приводившихся выше характеристик диода, можно убедиться, что это сопротивление не является величиной постоянной, что и свойственно нелинейному прибору. Действительно, при отрицательных напряжениях на аноде ток равен нулю. Значит, в этой области сопротивление равно бесконечности (а проводимость равна нулю). При положительных же анодных напряжениях сопротивление постоянному току будет для разных точек характеристики различным вследствие ее криволинейности.

На рис. 8-13, *а* для точки *A* характеристики сопротивление постоянному току

$$R_0 = \frac{U_{a1}}{I_{a1}},$$

т. е. пропорционально котангенсу угла, образуемого прямой *AO* с горизонтальной осью. Но для других точек характеристики подобный угол будет иным по величине, а потому и сопротивление постоянному току окажется иным.

Возможны и такие случаи, когда кроме постоянного напряжения $E_а$ на анод диода действует и переменное напряжение с амплитудой $\Delta U_а$. На рис. 8-13, *б* изменяющееся напряжение развернуто по оси времени t вниз. При этом в анодной цепи проходит пульсирующий ток, который содержит и постоянную $I_{а0}$, и переменную $\Delta I_а$ составляющие. Изменяющийся ток развернут на рис. 8-13, *б* по оси времени t вправо. Чтобы найти соотношение между амплитудами анодного напряжения $\Delta U_а$ и анодного тока $\Delta I_а$, нужно знать сопротивление диода переменному току на участке развертки напряжения:

$$R_i = \frac{\Delta U_а}{\Delta I_а}. \tag{8-4}$$

Внутреннее сопротивление диода для переменного тока (или, как называют иначе, дифференциальное внутреннее сопротивление) — это отношение прироста анодного напряжения к соответствующему приросту анодного тока. Значок Δ в формуле (8-4) заменяет слово «прирост».

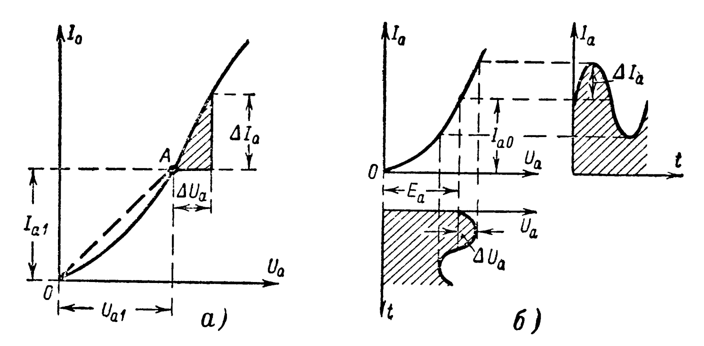


Рис. 8-13. Понятие о внутреннем сопротивлении диода.

а — построение характеристического треугольника; *б* — зависимость между переменным током и переменным напряжением

Способ построения временной диаграммы анодного тока, показанный на рис. 8-13, *б*, называется построением тока при помощи развертки анодного напряжения на характеристике диода. Из-за криволинейности характеристики кривая, изображающая во времени величины тока, может оказаться искаженной по сравнению с кривой, изображающей величины напряжения. Такой вид искажения называется нелинейным.

На разных участках характеристики внутреннее сопротивление различно, и можно строго говорить лишь о среднем значении внутреннего сопротивления для того или иного участка конечной длины. Однако основная часть реальной характеристики диода практически прямолинейна. На этой части характеристики дифференциальное внутреннее сопротивление приблизительно постоянно. Именно эту величину обычно и называют в качестве параметра диода.

Для определения внутреннего сопротивления нет необходимости, конечно, строить развертку (подобную рис. 8-13, *б*). Можно воспользоваться построением, показанным на рис. 8-13, *а*. На характеристике

выделяется участок, ограниченный напряжениями U_{a1} и $U_{a1} + \Delta U_a$, которым соответствуют токи I_{a1} и $I_{a1} + \Delta I_a$. Выбранный участок характеристики и отрезки, выражающие приросты напряжения и тока, образуют треугольник, катеты которого равны соответственно ΔU_a и ΔI_a. Измерив их длину и учитывая масштабы осей координат, найдем приближенное значение внутреннего сопротивления для середины выделенного участка характеристики:

$$R_i = \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a}.$$

Так, например, если для $\Delta U_a = 8$ *в* получается $\Delta I_a = 32$ *ма* $= 32 \cdot 10^{-3}$ *а*, то

$$R_i = \frac{8}{32 \cdot 10^{-3}} = 250 \text{ ом}.$$

Сопротивление переменному току на прямолинейном участке характеристики диода меньше, чем сопротивление постоянному току, что легко показать на примере рис. 8-13.

Зависимость между приростами напряжения и тока можно оценивать и другим параметром, который называется крутизной характеристики диода и соответствует внутренней проводимости диода для переменного тока. Крутизна — это величина, обратная внутреннему сопротивлению:

$$S = \frac{1}{R_i} = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_a}. \quad (8\text{-}5)$$

Если внутреннее сопротивление исчисляется в омах, т. е. в вольтах на ампер, то крутизна должна была бы исчисляться в амперах на вольт, т. е. в сименсах. Однако ради практических удобств для маломощных ламп крутизну принято исчислять в миллиамперах на вольт (*ма/в*), т. е. в миллисименсах (*мсим*).

Крутизна характеристики — это отношение прироста анодного тока к вызвавшему его приросту напряжения на аноде; численно она показывает, на сколько миллиампер увеличится анодный ток, если напряжение на аноде увеличить на 1 *в*. Так, если $R_i = 250$ *ом*, то крутизна

$$S = \frac{1}{250} \text{ а/в} = 4 \text{ ма/в } (4 \text{ мсим}).$$

Следовательно, крутизна не является независимым параметром диода: если задано внутреннее сопротивление, то тем самым задана и крутизна. Ее можно определить и из характеристического треугольника (рис. 8-13, *а*). Так же как и внутреннее сопротивление, крутизна непостоянна для разных участков характеристики. В области отрицательных анодных напряжений она равна нулю. За параметр лампы принимают значение крутизны, соответствующее ее прямолинейному крутому участку, в пределах которого крутизна имеет наибольшее и почти постоянное значение.

При технических расчетах иногда бывает допустимым изображать приближенно характеристику диода в виде прямой линии, исходящей из начала координат в положительную область анодных напряжений. Для такой идеализированной характеристики существует единственное значение параметра R_i (или S); в области же отрицательных напряжений внутреннее сопротивление равно беско-

нечности (крутизна равна нулю). Следовательно, диод, имеющий такую характеристику, все же остается нелинейным, обладающим односторонней проводимостью.

При разработке аппаратуры ультракоротких волн наряду с внутренним сопротивлением диода приходится интересоваться его «паразитным» параметром — емкостью между анодом и катодом $C_{а. к}$. Такая емкость неизбежна как результат взаимного геометрического расположения этих двух электродов вместе с их выводами. Но вместе с тем эта емкость нежелательна, так как ее проводимость $\omega C_{а. к}$ на сверхвысоких частотах может заметно шунтировать диод, уменьшая его выпрямительный эффект. В диодах, предназначаемых для ультракоротких (хотя бы метровых) волн, емкость $C_{а. к}$ исчисляется немногими единицами пикофарад. Для кенотронов (диоды, предназначенные для выпрямителей) этот параметр несуществен.

Следующим параметром диода, важным при определении желательного режима его работы, оказывается допустимая мощность рассеяния на аноде $P_{а. макс}$. Мы знаем, что каждый электрон при ударе об анод отдает на его нагревание энергию, равную произведению заряда e на напряжение $U_а$. Если за секунду достигают анода N электронов, то общая энергия, отдаваемая ими, как раз равна мощности, расходуемой на нагрев анода,

$$P_а = NeU_а,$$

где $Ne = I_а$ (заряд, проходящий через сечение цепи за секунду).

Мощность $P_а$ можно увеличивать лишь до того предела, пока нагрев анода не окажется опасным для лампы (анод плавится, выделяет газы и даже дает дополнительный нагрев катода). Эта максимально допустимая мощность и указывается в качестве параметра диодов, применяемых в выпрямителях. Их режим должен удовлетворять условию $P_а < P_{а. макс}$. В маломощных диодах радиоприемных устройств нагрев анода учитывать не требуется, так как он всегда ниже допустимого.

Для увеличения допустимой мощности при изготовлении ламп принимают конструктивные меры к охлаждению анодов: выполняют их из черненого никеля, дающего хорошее теплоизлучение, с ребрами, увеличивающими площадь охлаждения. В лампах большой мощности применяется искусственное воздушное или жидкостное охлаждение.

Для высоковольтных электровакуумных приборов дополнительным эксплуатационным параметром является наибольшее допустимое обратное напряжение $U_{обр. макс}$. Как мы увидим ниже, на рис. 8-14, *б*, изображающем работу простейшего диодного (кенотронного) выпрямителя, на аноде наибольшее напряжение относительно катода равно сумме выпрямленного напряжения U_0 и амплитуды выпрямляемого переменного напряжения U_m. Эта сумма напряжений на аноде по отношению к катоду отрицательна. Она-то и не должна приближаться к значению, способному пробить изоляцию между выводами и вывести диод из строя. Значит, $U_{обр. макс}$ должно быть значительно (в 2—3 раза) меньше пробивного.

Можно в качестве ограничивающих параметров для диодов (кенотронов) встретить также величину предельного импульса тока и величину наибольшего допустимого выпрямленного тока; эти показатели связаны с эмиссионными свойствами катодов.

Важнейший эксплуатационный показатель радиолампы — ее долговечность зависит, очевидно, не только от сохранности свойств катода. Если какой-либо из перечисленных нами параметров в процессе эксплуатации (или хранения) лампы оказался хуже допустимого значе-

ния, то лампу приходится браковать. Поэтому долговечностью (или сроком службы) электронного прибора считают время работы, по истечении которого один из основных параметров выходит за пределы установленных значений или же прибор становится непригодным к нормальной эксплуатации по другим причинам.

Для иллюстрации применения диода (кенотрона) рассмотрим схему простейшего выпрямителя, который используется для питания постоянным (выпрямленным) током нагрузочного (потребляющего) сопротивления R (рис. 8-14, *а*). Источником питания служит сеть переменного тока, в которую включен трансформатор *Тр* своей первичной обмоткой. Одна из двух его вторичных обмоток питает накал кенотрона, а другая создает переменное напряжение в анодной цепи. Ток через кенотрон протекает только при положительном анодном напряжении. Направление этого тока — от анода к катоду внутри кенотрона

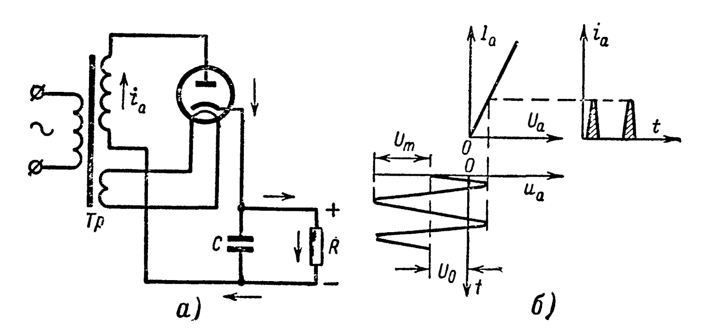


Рис. 8-14. Однополупериодный выпрямитель с кенотроном.

а — схема; *б* — принцип работы.

и далее через сопротивление R. Следовательно, через сопротивление R, как и через кенотрон, должны были бы проходить импульсы тока и создавать на этом сопротивлении пульсирующее, а не постоянное напряжение.

Чтобы через нагрузочное сопротивление протекал лишь постоянный ток, параллельно этому сопротивлению включают конденсатор C в роли простейшего фильтра. Идеализируя работу фильтра, мы можем сказать, что между анодом и катодом кенотрона действует не только переменное напряжение вторичной обмотки трансформатора, но и постоянное напряжение, падающее на сопротивлении R и обращенное на анод своим отрицательным знаком. Такая идеализированная картина работы выпрямителя развернута на рис. 8-14, *б*. Анодная характеристика кенотрона представлена в положительной области прямой линией.

Важно отметить, что импульс тока через кенотрон длится меньше полупериода: ток может проходить только в те промежутки времени, пока положительное напряжение от трансформатора больше по абсолютной величине, чем постоянное напряжение U_0, падающее на нагрузке (сопротивлении R). В течение отрицательного полупериода напряжение от трансформатора суммируется с напряжением на нагрузке, как указывалось выше. Полезное (выпрямленное) напряжение равно произведению постоянной составляющей тока на нагрузочное сопротивление. Такой выпрямитель, импульсы через который появляются лишь за

одну половину периода питающего напряжения, называют однополупериодным.

Более совершенна двухполупериодная (двухтактная) схема выпрямителя, требующая двух кенотронов или одного двойного кенотрона (рис. 8-15, *а*). Здесь оба диода работают поочередно на общее нагрузочное сопротивление R. Вывод к нагрузочному сопротивлению взят от средней точки повышающей вторичной обмотки трансформатора. На рис. 8-15, *б* представлены диаграммы напряжения и токов в анодных цепях и сопротивлении R. Аноды кенотрона питаются от двух разных половин повышающей обмотки трансформатора; когда напряжение положительно для первого анода, оно отрицательно для второго,

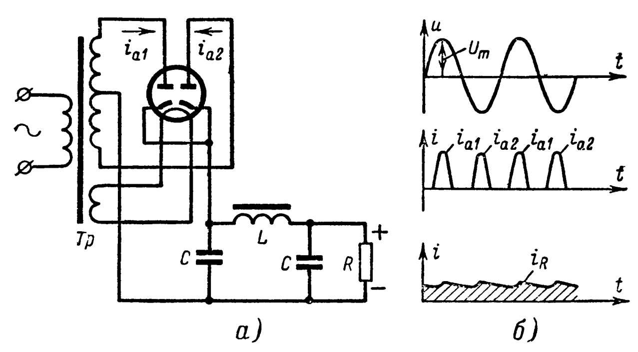


Рис. 8-15. Двухполупериодный выпрямитель.

а — схема; *б* — принцип работы.

и наоборот. Импульсы тока следуют через диод в течение части каждого полупериода, причем в сопротивлении R эти импульсы направлены всегда в одну сторону — от катода к анодам.

Преимущество двухполупериодной схемы состоит в том, что импульсы тока в ней следуют один за другим в 2 раза чаще, чем в однополупериодной. Это облегчает задачу фильтрации. Для более совершенной фильтрации на схеме изображено П-образное звено фильтра нижних частот (с дросселем L).

Диод — простейший электровакуумный прибор. Он относится к категории пассивных приборов, так как не дает возможности осуществлять усиление мощности сигнала и поддерживать незатухающие колебания. Значительно более сложные и важные задачи решаются в радиотехнике активными приборами, среди которых исторически первым был триод (лампа с тремя электродами).

8-4. ТРИОДЫ

Представим себе электровакуумный прибор с плоским эмиттирующим катодом, плоским анодом и с третьим электродом — проволочной решеткой (сеткой), помещенной между катодом и анодом в вакууме (рис. 8-16, *а*). Напряжение на аноде относительно катода обозначим $U_а$, а напряжение на сетке относительно катода $U_с$. Сетка введена для того, чтобы с помощью небольших изменений напряжения $U_с$ осуще-

ствлять значительные изменения анодного тока I_a. Иначе говоря, сетка предназначена служить электродом, который управляет анодным током.

Лампа с тремя электродами называется триодом. Она может применяться для усиления и для генерации колебаний.

Электроны, движущиеся от катода к аноду, вообще имеют возможность пролетать между стержнями сетки. Но количество электронов, пролетающих сквозь сетку за секунду, существенно зависит от напряжения на сетке. Если оно отрицательно по отношению к катоду, то сетка оказывает тормозящее влияние на движение электронов, создавая на их пути отталкивающий барьер. Можно установить такую величину отрицательного напряжения на сетке, при которой вблизи от катода ускоряющее поле анода исчезнет, а при дальнейшем повышении отрицательного сеточного напряжения поле близ катода сделается тормо-

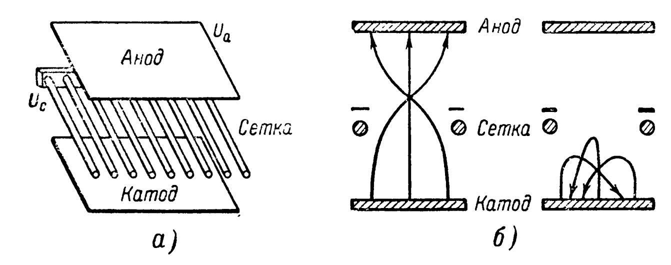


Рис. 8-16. Роль сетки в триоде.

а — условный вид электродов; *б* — траектории электронов при разных величинах отрицательного напряжения на сетке.

зящим и анодный ток прекратится. В этом случае говорят, что на сетку подано «запирающее» напряжение.

Если же на сетку включено положительное по отношению к катоду напряжение, то в пространстве между сеткой и катодом напряженность ускоряющего поля повышается, и это приводит к увеличению анодного тока. Следовательно, изменением напряжения на сетке можно изменить анодный ток от нуля до наибольшей достижимой величины.

На рис. 8-16, *б* изображены траектории электронов, выходящих из зоны пространственного заряда перпендикулярно поверхности катода, при положительном напряжении на аноде и отрицательном на сетке. Левый рисунок соответствует небольшому отрицательному напряжению на сетке (здесь показаны только два соседних стержня сетки). Электроны, начавшие свое движение прямолинейно, далее отклоняются отрицательно заряженными стержнями сетки и отклоняются тем больше, чем ближе к стержню должна проходить начальная траектория электрона. В некоторой области за сеткой траектории электронов перекрещиваются, или, как принято говорить, электронный поток фокусируется, а затем идет расходящим пучком к поверхности анода. Правый рисунок соответствует значительному отрицательному напряжению на сетке. Электроны не могут пролетать барьер, созданный электрическим полем сетки, и возвращаются к катоду; анодный ток отсутствует.

При положительном напряжении на сетке не только увеличивается ток анода, но часть электронов, движущихся от катода, может перехватываться сеткой. Следовательно, ток будет существовать не только

в цепи анода, но и в цепи сетки (с е т о ч н ы й т о к). Обычно сеточный ток I_c полезной работы не выполняет.

Реальные типы триодов имеют сетку в виде цилиндрической спирали и анод в виде круглого или плоского цилиндра. Физические процессы в таких триодах сходны с описанными выше; но в круглоцилиндрических конструкциях электрическое поле и траектории электронов направлены по радиусам цилиндров.

Широким применением пользуются д в о й н ы е т р и о д ы. Оба триода, смонтированные в одном баллоне, работают либо в одном и том же каскаде аппаратуры, либо выполняют разные функции. Для приемников удобны также сочетания триода с двойным диодом в общем баллоне.

Как было показано, токи анодной и сеточной цепей триода зависят от напряжений на аноде и на сетке (если считать, что напряжение накала установлено нормальным для данной лампы, обеспечивающим требуемую эмиссию катода). Количественную оценку этих зависимостей наглядно представляют нам х а р а к т е р и с т и к и т р и о д а.

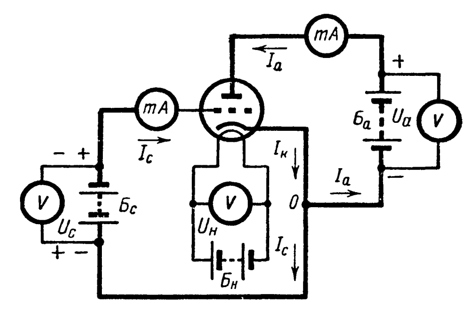


Рис. 8-17. Схема измерения напряжений и токов в анодной и сеточной цепях триода.

Главной характеристикой является график зависимости величины анодного тока от напряжения на сетке при постоянном напряжении на аноде. Это — сеточная характеристика анодного тока (или короче, а н о д н о - с е т о ч н а я характеристика). На рис. 8-17 показаны цепи анодного и сеточного токов и цепь накала триода. Миллиамперметры *mA* позволяют отсчитывать ток анодной цепи $I_а$ и ток сеточной цепи I_c. Вольтметры *V* измеряют соответственно анодное и сеточное напряжения и напряжение накала. В цепи катода ток $I_к$ является, очевидно, арифметической суммой анодного и сеточного токов ($I_к = I_а + I_c$), которые разветвляются в о б щ е й т о ч к е *0*. Поэтому в цепи катода отдельный прибор для измерения тока не требуется. Для большей наглядности анодная и сеточная цепи показаны утолщенными линиями.

Установив нормальное напряжение накала $U_н$ и указанное в паспорте лампы анодное напряжение $U_а$, будем изменять напряжение на сетке U_c от отрицательных значений через нуль и далее в области положительных значений. Такую регулировку в принципе можно осуществлять перестановкой сеточного провода по отводам от элементов батареи. Практически удобнее применить делитель напряжения (потенциометр), который не показан на рис. 8-17, чтобы сохранить наглядность схемы (см. рис. 8-11). При каждом значении напряжения на сетке будем отмечать величину анодного тока.

При значительном отрицательном напряжении на сетке ток $I_а$ отсутствует, так как электроны отталкиваются сеткой назад к катоду. Уменьшая постепенно отрицательное сеточное напряжение, мы заметим, что в цепи анода появится ток, который будет нарастать вначале

медленно, а затем быстрее. Это свидетельствует о способности положительного анодного напряжения преодолеть действие отрицательного напряжения на сетке, если сеточное напряжение сделалось значительно меньше анодного по абсолютной величине.

Дойдя до нулевого напряжения на сетке и изменив полярность сеточной батареи $Б_с$, будем повышать сеточное напряжение в положительной области. Мы обнаружим дальнейший рост анодного тока. Если бы испытуемая лампа имела чисто вольфрамовый катод, то при повышении положительного сеточного напряжения рост анодного тока замедлился бы, а далее совсем прекратился. Это соответствовало бы режиму насыщения.

График, изображающий полученную зависимость, и называется сеточной характеристикой анодного тока (рис. 8-18, *а*). Ток насыщения I_s (при нормальном накале) характеризует свойства лампы с вольфра-

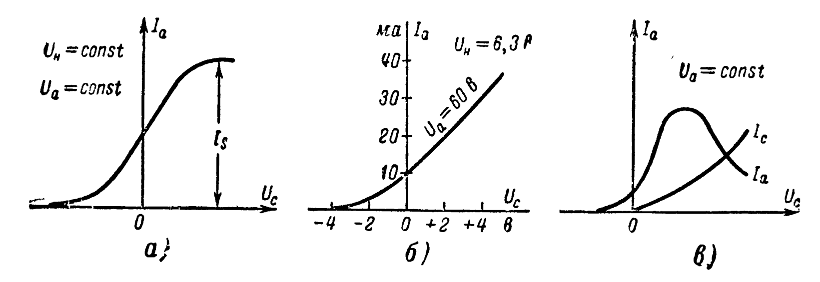


Рис. 8-18. Характеристики триода.

а — анодно-сеточная характеристика для лампы с вольфрамовым катодом; *б* — анодно-сеточная характеристика для усилительной маломощной лампы с подогревным катодом; *в* — характеристики анодного и сеточного токов по напряжению на сетке.

мовым катодом. Однако наиболее важным (рабочим) участком характеристики является крутой (практически прямолинейный) ее участок.

В лампе с активированным (например, с оксидным) катодом нельзя обнаружить тока насыщения, так как ток эмиссии возрастает за счет дополнительного нагрева активирующего покрытия анодным током. Поэтому в своей верхней части характеристика ограничивается величиной анодного тока, безопасного для катода. Примерная характеристика для маломощного триода с подогревным катодом дана на рис. 8-18, *б*. Эта характеристика подобно предыдущей имеет нижний сгиб в области отрицательных напряжений на сетке.

Второй характеристикой триода является график зависимости величины сеточного тока от напряжения на сетке при постоянном анодном напряжении. Как мы знаем, ток в цепи сетки появляется только при положительных напряжениях на ней, когда часть электронного потока «перехватывается» проводами сетки. Естественно, что ток, направленный навстречу движению электронов, течет в проводах от катода к сетке, а в лампе — от сетки к катоду (см. рис. 8-17). При небольших положительных сеточных напряжениях ток сетки незначителен — он составляет доли процента или единицы процентов от анодного тока. Но по мере повышения положительного напряжения на сетке увеличивается число электронов, перехватываемых ею. Сеточный ток становится соизмеримым с анодным. При сравнительно низком

анодном напряжении возможно перераспределение потока электронов, которое приводит к увеличению сеточного тока за счет уменьшения анодного, если положительное напряжение на сетке становится выше, чем на аноде.

На рис. 8-18, *в* показана характеристика тока сетки совместно с характеристикой анодного тока при низком анодном напряжении и при изменении сеточного напряжения в больших пределах. Следует учесть, что снятие характеристики в таких пределах может привести к порче лампы, так как при большом токе сетки ее проводники сильно нагреваются электронной бомбардировкой. Еще раз напомним, что в большинстве случаев ток сетки не выполняет в аппаратуре положительных задач, а расход мощности на нагревание сетки вреден.

Теперь рассмотрим, как отражается на процессах в лампе и на ее характеристиках и з м е н е н и е   а н о д н о г о   н а п р я ж е н и я.

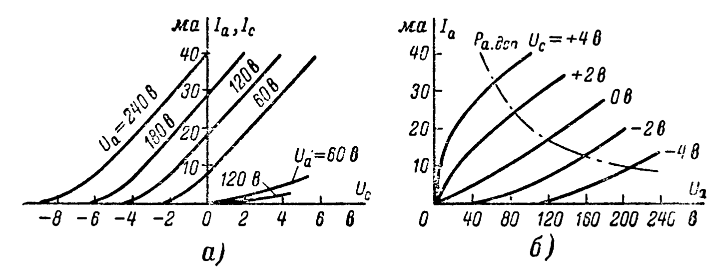


Рис. 8-19. Семейства характеристик триода.

а — характеристики анодного и сеточного токов по сеточному напряжению при разных напряжениях на аноде; *б* — характеристики анодного тока по анодному напряжению при разных напряжениях на сетке.

После снятия характеристики, показанной, например, на рис. 8-18, *б*, увеличим анодное напряжение и вновь снимем характеристику анодного тока по сеточному напряжению. При повышенном напряжении на аноде возрастает сила притяжения к нему электронов, а потому тормозящее действие отрицательно заряженной сетки преодолевается успешнее. Следовательно, характеристика анодного тока начнется левее, т. е. при большем отрицательном напряжении на сетке, а все дальнейшие значения анодного тока будут выше прежних при равных сеточных напряжениях.

На рис. 8-19, *а* изображены характеристики анодного тока по сеточному напряжению, снятые при $U_а$ = 60, 120, 180 и 240 *в*. В первом приближении все эти характеристики различаются лишь расположением в координатных осях: при равном шаге анодного напряжения каждая последующая характеристика получается (правда, приближенно) как результат с д в и г а   в л е в о предыдущей на одну и ту же величину.

Здесь же (ниже) изображены характеристики тока сетки, снятые при анодных напряжениях $U_а$ = 60 и 120 *в*. Естественно, что при большем значении $U_а$ ток сетки оказывается меньшим для одних и тех же сеточных напряжений (при большей силе притяжения со стороны анода меньшая часть потока электронов перехватывается сеткой).

Группа характеристик, снятых при разных значениях постоянного напряжения, называется с е м е й с т в о   х а р а к т е р и с т и к. На

рис. 8-19, *а* было представлено семейство характеристик анодного тока (а также семейство характеристик сеточного тока) по сеточному напряжению при заданных каждый раз постоянных анодных напряжениях. Еще раз подчеркнем, что основные (крутые) участки характеристик анодного тока практически приближаются к прямым линиям, и важность этого факта будет разъяснена в дальнейшем.

Но свойства лампы можно изучать и на другого рода характеристиках, представляющих собой зависимости анодного тока от анодного напряжения при заданном для каждой характеристики сеточном напряжении. Характеристики этого типа кратко называются просто анодными.

Возвращаясь к схеме на рис. 8-17 и установив в ней неизменное напряжение на сетке, равное нулю ($U_c = 0$), будем увеличивать анодное напряжение от нуля до больших положительных значений. Мы снимем характеристику, и принципиально, и практически сходную с характеристикой диода (рис. 8-19, *б*). Действительно, при $U_a = 0$ ток равен нулю, ибо анод не притягивает электронов. Значит, начинается характеристика из начала координат и, имея нижний изогнутый участок, идет далее практически прямолинейно.

Если на сетку будет подано отрицательное постоянное напряжение ($U_c < 0$), то характеристика анодного тока по анодному напряжению начнется не из начала координат, а правее; ведь в этом случае необходимо подать на анод положительное напряжение, достаточное для преодоления тормозящего действия сетки. Чем больше отрицательное сеточное напряжение, тем значительнее сдвиг характеристики вправо (см. рис. 8-19, *б*).

Если на сетке установлен относительно катода постоянный положительный потенциал, то характеристика анодного тока располагается левее основной. Начало таких характеристик тоже совпадает с началом координат, но при этом начальный участок оказывается выпуклым. Этот резкий подъем объясняется перераспределением электронов между положительной сеткой и анодом: при очень низком анодном напряжении электроны, пролетевшие сквозь сетку, попадают в тормозящее поле между сеткой и анодом и образуют между ними второй объемный заряд. При повышении же анодного напряжения ток анода растет резко за счет электронов этого объемного заряда, который исчезает, а также за счет резкого уменьшения тока сетки.

На рис. 8-18, *б* штрих-пунктиром ограничена область допустимых режимов использования лампы по нагреву анода. Эта линия соединяет точки, соответствующие допустимой мощности рассеяния на аноде ($P_a = U_a I_a$). Для лампы, представленной своими характеристиками на рисунке, допустимая мощность $P_{а.доп}$ составляет только 2 *вт*. Мгновенные (импульсные) значения мощности могут превышать эту величину, так как анод «остывает» между импульсами.

Семейства характеристик, которые мы рассмотрели, называются семействами статических характеристик, так как они снимаются при постоянных напряжениях на электродах. Семейство характеристик дает достаточно полное представление о свойствах триода. Однако желательно эти свойства выразить цифрами. Такими количественными выражениями свойств триода служат его параметры.

Триод предназначен в первую очередь для усиления сигналов. Усиление в триоде возможно благодаря тому, что сетка расположена между анодом и катодом; она частично экранирует катод от прямого воздействия поля анода. Собственное же поле сетки воздействует на пространственный заряд беспрепятственно. Параметр, показывающий,

во сколько раз сильнее изменение сеточного напряжения действует на величину анодного тока, чем такое же изменение анодного напряжения, называется коэффициентом усиления лампы и обозначается буквой μ.

Увеличив напряжение на сетке на ΔU_c вольт, мы будем наблюдать прирост анодного тока. Если бы мы захотели восстановить прежнее значение тока, убавляя напряжение на аноде, то мы должны были бы уменьшить его на $\Delta U_a > \Delta U_c$. Отношение этих напряжений и является коэффициентом усиления лампы:

$$\mu = \frac{\Delta U_a}{\Delta U_c} \tag{8-6}$$

при неизменном токе I_a.

Очевидно, что $\mu > 1$ и представляет собой безразмерную величину. Например, если коэффициент усиления $\mu = 25$, то увеличение сеточного напряжения на 0,4 *в* вызовет такой же прирост анодного тока, какой вызвало бы увеличение анодного напряжения на $0{,}4 \cdot 25 = 10$ *в*.

Иногда оказывается удобнее применять в качестве параметра величину, обратную коэффициенту усиления. Этот параметр называется проницаемостью и обозначается буквой D:

$$D = \frac{\Delta U_c}{\Delta U_a} \tag{8-7}$$

при неизменном токе I_a.

Физически проницаемость характеризует приближенно, какая часть силовых линий поля анода проникает сквозь сетку к катоду. Очевидно, что чем гуще сетка, тем меньше проницаемость, т. е. тем больше коэффициент усиления. Для разных применений триоды могут выбираться с коэффициентами усиления от нескольких единиц до сотни.

В указанном физическом определении проницаемости речь идет о воздействии анодного поля на катод. Но эмиссией катода создается не только анодный, а также и сеточный ток; последний же не учитывался в понятии о коэффициенте усиления μ. Поэтому соотношение $D = 1/\mu$ строго справедливо для левых участков характеристик тока анода, соответствующих отсутствию тока сетки. Но если сеточный ток мал в сравнении с анодным, то погрешность соотношения $D = 1/\mu$ незначительна.

В качестве параметра триода, характеризующего влияние сеточного напряжения на величину анодного тока при неизменном анодном напряжении, служит крутизна анодно-сеточной характеристики (или, как принято говорить, крутизна лампы). Величина крутизны показывает, насколько возрастает анодный ток при увеличении напряжения на сетке на 1 *в*. Крутизна обозначается буквой S:

$$S = \frac{\Delta I_a}{\Delta U_c} \tag{8-8}$$

при неизменном напряжении U_a.

Следовательно, по физическому смыслу крутизна имеет размерность проводимости. Но это — не проводимость какой-либо одной цепи лампы, а как бы «взаимная проводимость» цепей сетки и анода. Обычно для крутизны применяется исчисление в миллисименсах (*мсим*), т. е. в миллиамперах на вольт (а не в амперах на вольт), что оказывается удобнее практически. Пусть, например, прирост сеточного напряжения на 0,5 *в* вызвал увеличение анодного тока на 5 *ма*, тогда крутизна составит 10 *ма/в*.

В приемно-усилительных триодах разных типов значения крутизны могут встретиться от 1—2 до 30—40 *ма/в*. Этот параметр также определяется конструкцией лампы: чем больше эмиттирующая поверхность катода и чем ближе к нему сетка, тем больше крутизна S. Разумеется, в качестве параметра триода (как и для диода) указывается крутизна на прямолинейном восходящем участке характеристики. Большая крутизна составляет достоинство лампы в большинстве применений.

Можно изменять величину анодного тока также изменением напряжения на аноде при неизменном сеточном напряжении. Увеличив анодное напряжение на $\Delta U_а$, мы обнаружим увеличение анодного тока на $\Delta I_а$. Для количественной оценки этой зависимости служит параметр триода, называемый в н у т р е н н и м с о п р о т и в л е н и е м для переменного тока и обозначаемый символом R_i:

$$R_i = \frac{\Delta U_а}{\Delta I_а} \tag{8-9}$$

при неизменном напряжении $U_с$.

Внутреннее сопротивление выражается в омах, для чего в формуле (8-9) величины $\Delta U_а$ и $\Delta I_а$ должны быть выражены соответственно в вольтах и амперах. Так, например, если прирост напряжения $\Delta U_а = 10$ *в* вызвал увеличение тока $\Delta I_а = 0{,}5$ *ма* $= 0{,}5 \cdot 10^{-3}$ *а*, то внутреннее сопротивление оказывается $R_i = 20\,000$ *ом* $= 20$ *ком*.

Удобно запомнить такое определение: *внутреннее сопротивление, выраженное в килоомах, показывает, на сколько вольт потребовалось бы повысить анодное напряжение, чтобы увеличить анодный ток на 1 ма.*

Практически применяются триоды с величинами внутреннего сопротивления от 0,5 до 100 *ком*.

Внутреннее сопротивление R_i триода — не независимый параметр (так же как и проницаемость D). Если известны коэффициент усиления μ и крутизна S, то тем самым задано и внутреннее сопротивление. Действительно, путем простого алгебраического преобразования мы найдем:

$$R_i = \frac{\Delta U_а}{\Delta I_а} = \frac{\Delta U_а}{\Delta U_с}\,\frac{\Delta U_с}{\Delta I_а} = \frac{\mu}{S}.$$

Пусть, например, лампа имеет крутизну $S = 2$ *ма/в* и коэффициент усиления $\mu = 40$. Тогда ее внутреннее сопротивление

$$R_i = \frac{\mu}{S} = \frac{40}{2 \cdot 10^{-3}} = 20\,000 \text{ ом}.$$

Следовательно, триод имеет только два независимых параметра. Конструктивные изменения, влияющие на величину μ или S, отражаются и на значении R_i.

Указанную выше математическую зависимость между параметрами триода чаще дают в виде одной из следующих формул (формул Баркгаузена):

$$\left.\begin{aligned} \mu &= SR_i; \\ DSR_i &= 1. \end{aligned}\right\} \tag{8-10}$$

Конечно, эти соотношения справедливы лишь в том случае, если все параметры относятся к одному и тому же участку характеристик. Обычно их указывают для крутых (приближенно прямолинейных) участков.

Если имеется экспериментально снятое семейство сеточных или же анодных характеристик анодного тока, то можно найти параметры триода для любого режима, охватываемого этим семейством.

Возьмем семейство сеточных характеристик анодного тока (рис. 8-20, *а*). Пусть требуется вычислить параметры для режима, определяемого приблизительно значениями $U_а \approx 210$ *в* и $U_с \approx -3$ *в*. В этом семействе выбраны две характеристики, которые охватывают область интересующего нас режима. Одна из них снята при $U_а = 180$ *в*, а другая при $U_а + \Delta U_а = 180 + 60 = 240$ *в*, причем этими характеристиками охвачена область отрицательных сеточных напряжений. Для определения параметров построим так называемый характеристический треугольник, предусматривая, чтобы интересующий нас режим был внутри него.

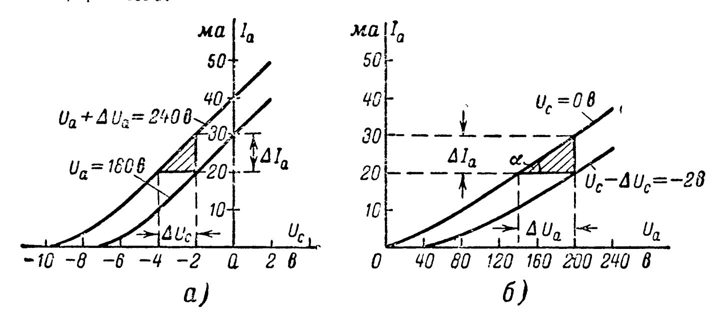


Рис. 8-20. Определение параметров триода.

а — по характеристикам анодного тока в зависимости от сеточного напряжения; *б* — по характеристикам анодного тока в зависимости от анодного напряжения.

Горизонтальный катет этого треугольника ($\Delta U_с$) показывает, насколько нужно изменить сеточное напряжение, чтобы при переходе с характеристики для $U_а$ на характеристику для $U_а + \Delta U_а$ сохранить неизменным анодный ток. Вертикальный катет этого треугольника $\Delta I_а$ может иметь двоякий смысл. Во-первых, он показывает прирост тока при повышении анодного напряжения на $\Delta U_а$, но при неизменном напряжении на сетке (в данном случае 2 *в*). Во-вторых, этот же катет показывает прирост тока при повышении сеточного напряжения на $\Delta U_с$, но при неизменном анодном напряжении (в данном случае при +240 *в*). Так мы нашли все величины, нужные для определения параметров. Находя на рис. 8-20, *а* числовые значения этих приростов, подсчитываем:

$$\mu = \frac{\Delta U_а}{\Delta U_с} = \frac{60}{2} = 30;$$

$$S = \frac{\Delta I_а}{\Delta U_с} = \frac{10}{2} = 5 \text{ мсим};$$

$$R_i = \frac{\Delta U_а}{\Delta I_а} = \frac{60}{10 \cdot 10^{-3}} = 6\,000 \text{ ом (6 ком)}.$$

По мере перехода на нижние сгибы характеристик крутизна уменьшалась бы, а внутреннее сопротивление возрастало. Обычно в справочниках указывают параметры для режима, в котором рекомендуется эксплуатировать данную лампу.

Остановимся кратко на определении параметров по семейству анодных характеристик (рис. 8-20, *б*). Здесь в характеристическом треугольнике горизонтальный катет ΔU_a показывает, насколько нужно изменить анодное напряжение, чтобы при переходе с характеристики для U_c на характеристику для $U_c - \Delta U_c$ сохранить неизменным анодный ток. Вертикальный катет ΔI_a имеет двоякий смысл. Во-первых, он показывает прирост тока при повышении сеточного напряжения на ΔU_c, но при неизменном напряжении на аноде (в данном случае 200 *в*); во-вторых, он показывает прирост тока при повышении анодного напряжения на ΔU_a, но при неизменном сеточном напряжении (в данном случае 0 *в*). Значит, из треугольника мы получили все величины, необходимые для определения параметров. Найти их числовые значения предлагается читателю самостоятельно, пользуясь масштабами на рис. 8-20, *б*.

Обратим внимание на то, что подъем анодной характеристики анодного тока определяет н е к р у т и з н у, а в н у т р е н н е е с о п р о т и в л е н и е лампы: чем положе эта характеристика (чем меньше угол α), тем больше R_i.

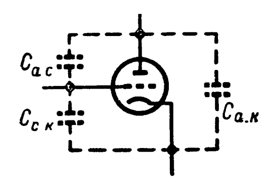


Рис. 8-21. Условное изображение междуэлектродных емкостей триода.

В массовом производстве ламп определять параметры построением характеристического треугольника было бы слишком сложно. Однако методы автоматизированного измерения параметров основаны также на сопоставлении приростов напряжений и токов.

Кроме основных (усилительных) параметров триода μ и S (и дополнительных R_i и D) приходится интересоваться параметрами, вредными для выполнения некоторых функций лампы, но неизбежными как результат геометрической ее структуры: это м е ж д у э л е к т р о д н ы е емкости. Емкости анод — катод ($C_{а.\,к}$), сетка — катод ($C_{с.\,к}$) и анод — сетка ($C_{а.\,с}$) зависят от размеров электродов и от расстояний между ними. На рис. 8-21 показано условное изображение внутренних емкостей триода.

Для лампы, применяемой в усилителе, емкость $C_{с.\,к}$ может быть названа в х о д н о й е м к о с т ь ю, так как усиливаемое напряжение подводится к зажимам сетка — катод. Емкость $C_{а.\,к}$ называется в ы х о д н о й е м к о с т ь ю, так как с зажимов анод — катод снимается выходное (усиленное) переменное напряжение. Наконец, емкость $C_{а.\,с}$ должна называться п р о х о д н о й е м к о с т ь ю, так как через нее входная и выходная цепи могут взаимодействовать помимо электронного потока; такое прохождение колебаний может принести ущерб нормальному усилительному и генераторному действию лампы, если речь идет о колебаниях достаточно высоких частот. Емкости же $C_{с.\,к}$ и $C_{а.\,к}$ могут заметно изменить параметры внешних цепей, присоединяемых к этим электродам, нарушая величины параметров цепей, предусмотренные расчетом усилителя или генератора. Это наиболее существенно на высоких частотах.

Поясним п р и н ц и п у с и л е н и я с помощью триода. Для того чтобы изменения анодного тока были пропорциональны изменениям напряжения на сетке (т. е. чтобы сигнал усиливался без нелинейных искажений, о которых упоминалось применительно к рис. 8-13), следует обеспечить работу лампы на прямолинейном участке сеточной характеристики анодного тока. Кроме того, в большинстве маломощных

усилителей требуется обеспечить работу лампы без токов в цепи ее сетки. Наличие сеточного тока связано с бесполезным расходом мощности сигнала в цепи сетки, т. е. с уменьшением амплитуды его напряжения из-за падения этого напряжения на внутреннем сопротивлении источника сигнала. Подробнее о роли сеточного тока будет сказано ниже. Чтобы работать без токов сетки, дополнительно включают в цепь сетки источник постоянного отрицательного напряжения E_c, по величине превосходящего возможные амплитуды напряжения сигнала и называемого напряжением сеточного смещения (на рис. 8-22 $E_c = U_{c0}$).

При выполнении указанных требований исходная точка m, определяющая режим лампы при отсутствии сигнала, находится на прямо-

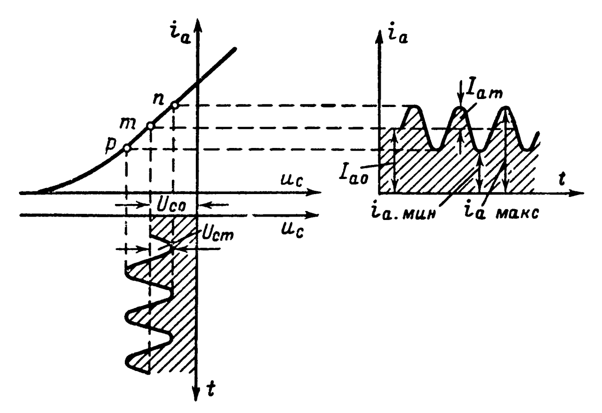


Рис. 8-22. График изменения анодного тока под воздействием переменного напряжения на сетке.

линейном участке в левой области (рис. 8-22). В этом исходном режиме в анодной цепи проходит постоянный ток I_{a0}.

При воздействии переменного напряжения сигнала, имеющего амплитуду U_{cm}, рабочая точка перемещается по характеристике между пунктами n и p; значит, анодный ток пульсирует в пределах от $i_{а.\,мин}$ до $i_{а.\,макс}$, т. е. в анодной цепи одновременно протекают переменная составляющая тока с амплитудой I_{am} и прежняя постоянная составляющая I_{a0}. На рис. 8-22 сеточное напряжение и анодный ток развернуты во времени.

Если параметры лампы известны, то можно выразить амплитуду анодного тока через амплитуду напряжения на сетке:

$$I_{am} = SU_{cm} = \frac{\mu U_{cm}}{R_i}.$$

В соответствии с последним равенством мы имеем право рассматривать действие переменного сеточного напряжения как включение генератора переменной э. д. с. с амплитудой μU_{cm} в анодную цепь лампы, которая обладает внутренним сопротивлением R_i. Но при этом нельзя использовать усилительных свойств лампы, так как отсутствует нагрузочное сопротивление, на котором выделялось бы усиленное напряжение. Иначе говоря, в случае, изображаемом на рис. 8-22,

только батарея анодного питания с э. д. с. $E_а$ включена между анодом и катодом (см. рис. 8-17); эта батарея не представляет собой сопротивления для переменного тока, а потому для этого тока анодная цепь является короткозамкнутой.

Чтобы использовать усилительные свойства лампы, необходимо включить в ее анодную цепь нагрузочное сопротивление (например, резистор), с которого можно снимать усиленное переменное напряжение. Режим работы лампы при воздействии на ее вход (на зажимы сетка—катод) переменного напряжения и при наличии в анодной цепи нагрузочного сопротивления можно назвать р а б о ч и м р е ж и м о м.

В схеме на рис. 8-23, *а* в цепи сетки лампы-усилителя включены последовательно источник постоянного сеточного напряжения $E_с$ и источник переменного усиливаемого напряжения с амплитудой $U_{сm}$. В цепи анода последовательно с источником постоянного питающего напряжения $E_а$ включено нагрузочное сопротивление $R_н$. Через это

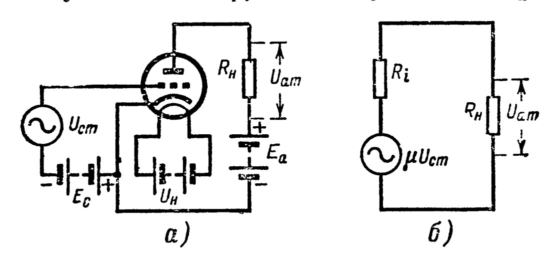


Рис. 8-23. Усилитель напряжения на триоде.

а — простейшая схема; *б* — эквивалентная схема анодной цепи усилителя для переменного тока

сопротивление проходит анодный ток; постоянная составляющая $I_{а0}$ этого тока образует на сопротивлении $R_н$ падение напряжения $I_{а0} R_н$, уменьшающее величину анодного напряжения, подаваемого на лампу. На зажимах анод—катод лампы остается постоянное напряжение

$$U_{а0} = E_а - I_{а0} R_н.$$

Для рабочего режима лампы, нагруженной резистором (или иным активным сопротивлением), характерно следующее обстоятельство: при увеличении напряжения на сетке уменьшается напряжение на аноде (и обратно). Действительно, когда сеточное напряжение изменится на $\Delta U_с$, анодный ток получит изменение на $\Delta I'_а = S\Delta U_с$ по определению крутизны из формулы (8-8). Если анодное напряжение изменится на $\Delta U_а$, то анодный ток окажется изменившимся на $\Delta I''_а = \Delta U_а / R_i$ по определению внутреннего сопротивления из формулы (8-9). Следовательно, при одновременном изменении сеточного и анодного напряжений общее изменение тока

$$\Delta I_а = \Delta I'_а + \Delta I''_а = S\Delta U_с + \frac{\Delta U_а}{R_i} = S\left(\Delta U_с + \frac{\Delta U_а}{SR_i}\right),$$

или, учтя значение $\mu = 1/D = SR_i$ из формулы (8-10), найдем важнейшее соотношение анодного тока и обоих напряжений:

$$\Delta I_а = S\,(\Delta U_с + D\Delta U_а).$$

В случае усилителя по схеме на рис. 8-23, *а* увеличение сеточного напряжения вызывает прирост анодного тока, но при этом возрастает и падение напряжения на нагрузочном сопротивлении, а **напряжение на аноде** соответственно **уменьшается**. В результате этих двух противоположных влияний прирост анодного тока окажется меньше, чем он был бы при отсутствии нагрузочного сопротивления ($R_н = 0$), когда не было бы и обратного воздействия (реакции) со стороны анода.

Положим теперь, что на вход «нагруженной» лампы воздействует переменное напряжение сигнала. Амплитуду этого напряжения мы будем считать изменением сеточного напряжения, приравняв $\Delta U_с = U_{сm}$. Точно также представим амплитуду анодного тока его приростом $\Delta I_а = I_{am}$, а амплитудой переменного напряжения на аноде сможем назвать прирост анодного напряжения $\Delta U_а = U_{am}$. Подставив эти значения в последнюю формулу и учтя, что напряжение, падающее на сопротивление $R_н$, отнимается от напряжения на аноде, получим:

$$I_{am} = S\,(U_{сm} - DI_{am}R_н) = SU_{сm} - \frac{I_{am}R_н}{R_i}.$$

Перенося слагаемые, содержащие I_{am}, в левую часть и вынося I_{am} за скобки, напишем:

$$I_{am}\left(1 + \frac{R_н}{R_i}\right) = SU_{сm} = \frac{\mu U_{сm}}{R_i},$$

или, прибегая к выражению закона Ома, найдем:

$$I_{am} = \frac{\mu U_{сm}}{R_i + R_н}. \qquad (8\text{-}11)$$

Таким образом, рассматривая только переменные составляющие напряжений и токов в цепи анода, мы можем составить для этой цепи эквивалентную схему в соответствии с рис. 8-23, *б*. Здесь усилитель изображен в виде генератора переменной э. д. с. с амплитудой $\mu U_{сm}$ и с внутренним сопротивлением R_i. Этот генератор работает на внешнее сопротивление $R_н$.

Во сколько же раз усиливается напряжение в таком устройстве?

Напряжение на выходе усилителя, т. е. на сопротивлении $R_н$ (усиленное напряжение сигнала)

$$U_{am} = I_{am}R_н = \frac{\mu U_{сm}}{R_i + R_н}R_н.$$

Отношение усиленного переменного напряжения к напряжению сигнала, воздействующему на сетку, назовем коэффициентом усиления нашего устройства (**усиление напряжения**)

$$K = \frac{U_{am}}{U_{сm}} = \mu\,\frac{R_н}{R_i + R_н}. \qquad (8\text{-}12)$$

Следовательно, коэффициент усиления можно вычислить, зная параметры лампы и величину нагрузочного сопротивления. Пусть, например, лампа в выбранном режиме имеет $\mu = 25$ и $R_i = 12\,000$ *ом*; она нагружена сопротивлением $R_н = 8\,000$ *ом*. Тогда ее коэффициент усиления $K = 10$. Вполне очевидно, что при нагрузочном сопротивлении $R_н$ любой величины получается $K < \mu$, так как в эквивалентной схеме часть эквивалентной э. д. с. расходуется в виде падения напряжения на внутреннем сопротивлении R_i.

Для того чтобы определить, насколько круто изменяется анодный ток нагруженной лампы при изменениях сеточного напряжения, разделим в формуле (8-11) обе части на U_{cm} и назовем отношение $\Delta I_а/\Delta U_c$ **крутизной динамической характеристики**:

$$S_д = \frac{\Delta I_а}{\Delta U_c} = \frac{I_{am}}{U_{cm}} = \frac{\mu}{R_i + R_н} = S\,\frac{R_i}{R_i + R_н}. \qquad (8\text{-}13)$$

Крутизна динамической характеристики, следовательно, оказывается меньше, чем крутизна статической характеристики той же лампы, и притом тем меньше, чем больше нагрузочное сопротивление $R_н$ в сравнении с R_i.

На рис. 8-24 показано семейство статических характеристик. Исходный режим определяется положением точки m на той характеристике, которая соответствует постоянному смещению E_c на сетке и напряжению на аноде $U_а = E_а - I_{а0}R_н = U_{а0}$.

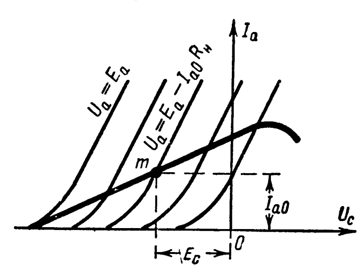


Рис. 8-24. Динамическая характеристика лампы, нагруженной активным сопротивлением.

При изменениях сеточного напряжения в ту и другую стороны от $E_c = U_{c0}$ анодный ток меняется по динамической характеристике, крутизна которой соответствует формуле (8-13) и которая изображена на рис. 8-24 утолщенной линией. Заметим, что слева начинается динамическая характеристика вместе со статической, соответствующей $U_а = E_а$, где $E_а$ — полное напряжение анодной батареи. Справа же, в области положительных сеточных напряжений, динамическая характеристика может иметь снижение вследствие малых остаточных напряжений на аноде (см. рис. 8-18, *в*).

Построение, выполненное на рис. 8-24, относится к лампе, нагруженной активным сопротивлением $R_н$, величину которого мы считаем одинаковой как для постоянного, так и для переменного анодного тока. В тех случаях, когда нагрузочное сопротивление содержит реактивности, построение динамической характеристики может иметь те или иные особенности.

Теперь для того же каскада (рис. 8-23), содержащего нагрузочный резистор $R_н$, рассмотрим представление рабочего режима триода в семействе характеристик анодного тока по анодному напряжению. Пусть для лампы, обладающей семейством анодных характеристик, показанных на рис. 8-25, известно напряжение анодной батареи $E_а$ и постоянное смещение $U_{c0} = E_c$. Представим себе первоначально, что триод короткозамкнут ($R_н = 0$). Тогда на его аноде имеется полное напряжение $E_а$, так как падения напряжения во внешней части цепи анода не будет. При любых изменениях напряжения на сетке величина $E_а$ на аноде сохраняется, а потому изменения тока (перемещения рабочей точки) изобразятся вертикальной прямой *ABC*. Когда будет включен резистор $R_н$, то при отсутствии анодного тока (при лампе, запертой смещением) напряжение $E_а$ на аноде сохранится. Если напряжение на управляющей сетке увеличивать (т. е. уменьшать отрицательное смещение), то анодный ток будет расти и пропорционально ему будет возрастать падение напряжения на резисторе $R_н$. Напряжение на аноде

по отношению к катоду

$$U_{\text{а}} = E_{\text{а}} - I_{\text{а}} R_{\text{н}}$$

соответственно окажется уменьшающимся, и рабочая точка из пункта $E_{\text{а}}$ по наклонной прямой будет перемещаться через пункт m; она пересечет (теоретически) вертикальную ось в пункте n, отсекая на ней отрезок $E_{\text{а}}/R_{\text{н}}$. Прямая An может быть названа динамической характеристикой или нагрузочной прямой. Исходный режим будет соответствовать точке m, которая лежит на характеристике, соответствующей начальному смещению E_{c}; в исходном режиме анодный ток имеет величину $I_{\text{а}0}$, а напряжение на аноде $U_{\text{а}0}$. Чем больше сопротивление $R_{\text{н}}$, тем меньше отсекаемый на вертикальной оси отрезок, тем меньше, следовательно, угол наклона θ и тем положе динамическая характеристика

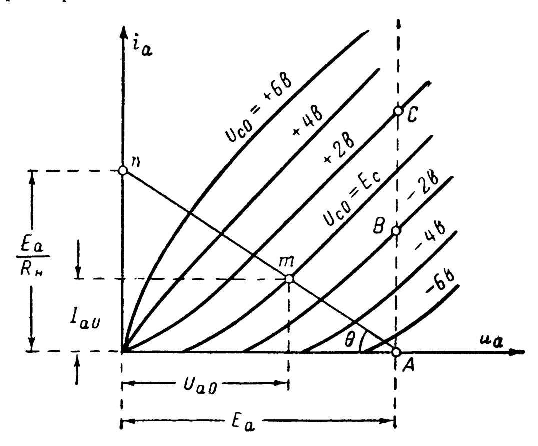


Рис. 8-25. Нагрузочная прямая в анодных координатах.

Уместно будет теперь возвратиться к эквивалентной схеме на рис. 8-23, *б*. В электротехнике активный прибор может быть представлен генератором э. д. с., но тот же прибор может быть представлен и генератором тока. То же самое относится и к активным приборам в радиотехнике. Генератор э. д. с. $\mu U_{\text{c}m}$ с внутренним сопротивлением R_i можно заменить генератором тока $SU_{\text{c}m}$ с внутренней проводимостью $G_i = 1/R_i$, как показано на рис. 8-26. Требуется доказать, что при такой замене ток $I_{\text{а}}$, питающий сопротивление $R_{\text{н}}$, а также напряжение $U_{\text{а}m}$ сохранятся неизменными.

В схеме с генератором э. д. с. ток в нагрузочном сопротивлении выражался величиной

$$I_{\text{а}m} = \frac{\mu U_{\text{c}m}}{R_i + R_{\text{н}}}$$

и оказался наибольшим при коротком замыкании (при $R_{\text{н}} = 0$):

$$I_{\text{к.з}} = \frac{\mu U_{\text{c}m}}{R_i} = SU_{\text{c}m}. \qquad (8\text{-}14)$$

В схеме же с генератором тока проводимости $1/R_i$ и $1/R_н$ соединены параллельно, и во внешнюю проводимость ответвляется ток, распределившийся пропорционально проводимостям:

$$I_{am} = \frac{I_{к.з}}{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_н}} \frac{1}{R_н} = \frac{I_{к.з} R_i}{R_н + R_i} = \frac{\mu U_{cm}}{R_i + R_н}.$$

Мы видим, что в обеих схемах ток в нагрузке одинаков, а потому обе схемы равноправны. Нужно только помнить, что вся внутренняя проводимость генератора тока вынесена в виде шунта $1/R_i$, т. е. сам генератор представляется не имеющим внутренней проводимости (иначе говоря, имеющим бесконечное внутреннее сопротивление).

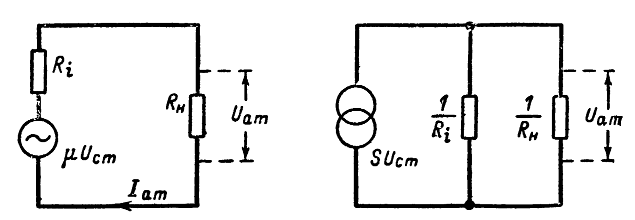


Рис. 8-26. Генератор э. д. с. и эквивалентный ему генератор тока.

Возвратившись к формуле (8-12) и учтя формулу (8-14), мы сможем выразить коэффициент усиления напряжения следующим соотношением:

$$K = \frac{U_{вых}}{U_{вх}} = \mu \frac{R_н}{R_i + R_н} = \frac{S}{G_i + G_н} = \frac{S}{G_{общ}}, \qquad (8\text{-}15)$$

где $G_i = \frac{1}{R_i}$; $G_н = \frac{1}{R_н}$; $G_{общ} = G_i + G_н = \frac{R_i + R_н}{R_i R_н}$.

Уместно повторить числовую иллюстрацию, дававшуюся к формуле (8-12). Для лампы, имеющей параметры $\mu = 25$ и $R_i = 12\,000$ *ом* и нагруженной резистором $R_н = 8\,000$ *ом*, имеем $S = \mu/R_i = 25/12 \cdot 10^{-3} = 25/12$ *мсим* и $G_{общ} = 1/8\,000 + 1/12\,000 = 5/24$ *мсим*; отсюда

$$K = \frac{S}{G_{общ}} = \frac{25}{12} : \frac{5}{24} = 10,$$

что тождественно с результатом, полученным по формуле (8-12).

Конечно, физически представление о генераторе э. д. с. более привычно, чем о генераторе тока. Однако в тех случаях, когда цепь содержит несколько параллельных проводимостей, вычисления в схеме с генератором тока оказываются проще. Для примера рассмотрим все тот же резистивный усилитель, но на столь высоких частотах, на которых требуется учет выходной емкости лампы $C_{а.к}$. Схема его анодной цепи изобразится, как показано на рис. 8-27. Общая проводимость окажется комплексной:

$$\dot{Y}_{общ} = \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_н} + j\omega C_{а.к} = G_{общ} + j\omega C_{а.к}.$$

Рассмотрев процессы в анодной цепи триода-усилителя, обратимся к процессам в цепи его сетки. Из рис. 8-23 известно, что кроме источника сигнала с амплитудой U_{cm} на сетку включается смещающее отрицательное напряжение E_c, которое должно быть больше наибольшей из возможных амплитуд сигнала ($|E_c| > U_{cm\,макс}$). Таким смещением устраняется появление тока сетки.

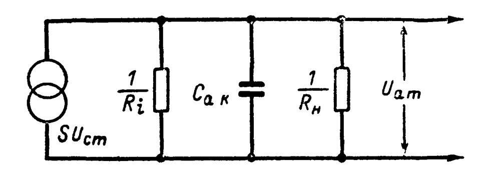


Рис. 8-27. Эквивалентная схема усилителя с учетом выходной емкости лампы.

Чем же угрожает сеточный ток, если не включать смещение? На рис. 8-28, *а* представлена цепь сетки без отрицательного смещения, но с источником сигнала, дающим напряжение $U_{ист\,m}$ и имеющим внутреннее сопротивление $R_{ист}$ *. Ток сетки будет появляться только за положительные полупериоды напряжения, так как характеристика сеточного тока, подобно диодной характеристике, существует лишь в области положительных напряжений (см., например, рис. 8-18).

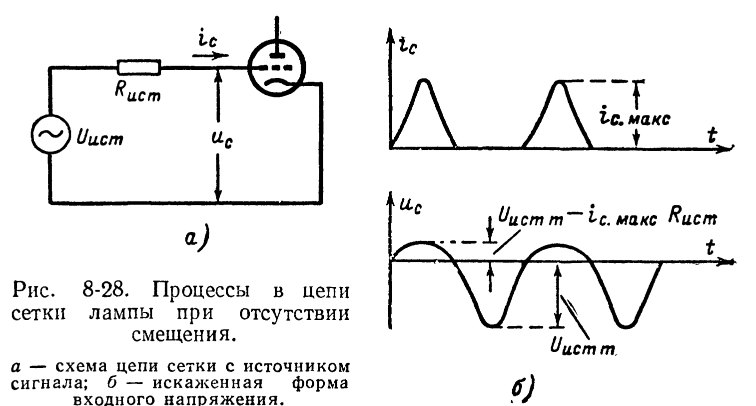


Рис. 8-28. Процессы в цепи сетки лампы при отсутствии смещения.

а — схема цепи сетки с источником сигнала; *б* — искаженная форма входного напряжения.

Ток создает падение некоторой части напряжения источника на внутреннем сопротивлении источника $R_{ист}$. За отрицательные полупериоды ток отсутствует, и на вход сетка — катод воздействует полное напряжение источника. Значит, входное напряжение U_c оказывается не синусоидальным (рис. 8-18, *б*): отрицательный пик его равен $U_{ист\,m}$, а положительный пик равен $U_{ист\,m} - i_{c.\,макс}R_{ист}$. Искаженное сеточное напряжение вызовет также искаженную форму переменного анод-

* На рис. 8-28 и в дальнейшем мы не показываем батареи накала, подразумевая, что катод нагревается (прямым или косвенным путем).

ного тока, хотя бы рабочий участок динамической характеристики был прямолинейным. Отсюда становится очевидной необходимость включения отрицательного смещающего напряжения.

Вместе с тем наличие тока сетки означает расход мощности сигнала на входе усилителя:

$$P_{вх} = U^2_{вх}G_{вх} = I^2_{вх}R_{вх}. \qquad (8\text{-}16)$$

Для управления анодным током эта мощность бесполезна, но она нагружает источник сигнала. Если же отрицательное смещение включено и ток сетки отсутствует, то $P_{вх} \to 0$, т. е. усиление мощности заведомо имеется, и его даже нет нужды вычислять (выше было сказано, что усиление мощности есть обязательный признак усилителя). Однако в лампах сверхвысоких частот даже при наличии смещения существует расход мощности, связанный с потерями в диэлектриках и с другими причинами. Поэтому на СВЧ потребуется вычислять усиление мощности

$$K_м = \frac{P_{вых}}{P_{вх}}.$$

Специальные триоды для сверхвысоких частот будут описаны в гл. 10.

8-5. ЛАМПЫ С НЕСКОЛЬКИМИ СЕТКАМИ

Триоды находят себе применение в каскадах усиления низкой частоты приемников, в усилителях сверхвысоких частот, выполняемых по специальным схемам, во многих импульсных устройствах и иногда в мощных каскадах передатчиков. Однако триод не является основным типом лампы для радиоаппаратуры из-за присущих ему недостатков.

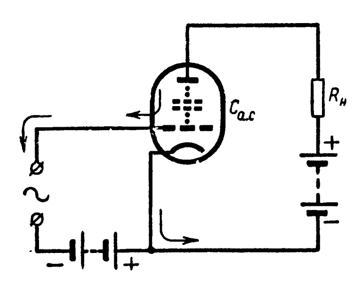


Рис. 8-29. Влияние емкости анод — сетка в триоде.

Первый недостаток триода — значительная емкость анод — сетка ($C_{а.\,с}$). Эта емкость для триодов составляет во всяком случае несколько пикофарад и при сигналах достаточно высоких частот дает заметную проводимость $\omega C_{а.\,с}$ между цепями анода и сетки (рис. 8-29). Вредное влияние этой емкости заключается в том, что под действием переменного напряжения, образованного на аноде при наличии нагрузочного сопротивления, из анодной цепи переменный ток ответвляется через эту емкость в сеточную цепь. Значит, выходное напряжение воздействует обратно на вход лампы, т. е. имеет место так называемая о б р а т н а я с в я з ь. Совместное воздействие на вход лампы двух напряжений (сигнала и обратной связи) может резко и неблагоприятным образом изменить усилительные свойства лампы.

Вторым недостатком триода оказывается небольшой его коэффициент усиления μ. Казалось бы, что конструкцией достаточно густой сетки можно достигнуть коэффициента усиления любой желаемой величины. Однако в таком случае уже небольшое отрицательное напряжение на сетке будет запирать лампу, а потому ее характеристики (см. рис. 8-19, *а*) будут располагаться в основном правее начала коор-

динат — в области положительных сеточных напряжений. Принято говорить, что триод с большим μ является «п р а в о й» лампой, а потому работает в качестве усилителя только п р и н а л и ч и и т о к о в в ц е п и с е т к и.

Оба недостатка уменьшаются размещением второй — э к р а н и р у ю щ е й с е т к и над первой. Такое дополнение дает четырехэлектродную лампу — т е т р о д. Одна из возможных конструкций

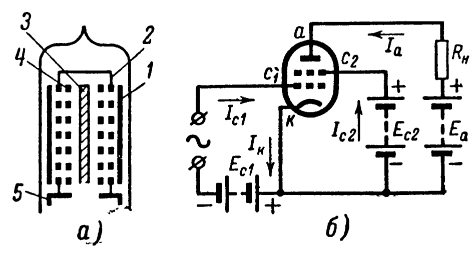


Рис. 8-30. Тетрод.

а — устройство (*1* — анод, *2* — экранирующая сетка, *3* — катод, *4* — управляющая сетка, *5* — диск-экран); *б* — схема питания электродов.

тетрода и схема его включения (с сопротивлением $R_н$ в цепи анода) показаны на рис. 8-30. Экранирующая сетка, которая закрывает полностью управляющую сетку и катод, укреплена на горизонтальном плоском металлическом диске. Экранирующая сетка и диск ослабляют емкостное взаимодействие между анодом и первой сеткой, а также между их монтажными проводами.

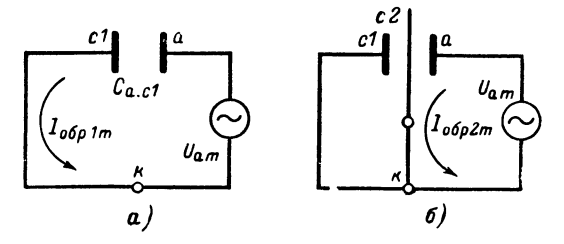


Рис. 8-31. Устранение проходной емкости лампы с помощью экрана.

Чтобы пояснить физически экранирующее действие второй сетки, рассмотрим действие анодного переменного напряжения на цепь управляющей сетки. На рис. 8-31, *а* единственная сетка и анод триода изображены в виде двух пластин конденсатора $C_{а.\,с1}$; «конденсатор» находится под действием выходного (усиленного) напряжения U_{am} и пропускает в цепь сетки переменный ток обратного действия $I_{обр1m} = U_{am}\omega C_{а.\,с1}$. На рис. 8-31, *б* между управляющей сеткой *с*1 и анодом *а* расположена сетка *с*2 в виде металлической пластины, присоединенной накоротко к катоду *к*. Электрическое поле анода замыкается

на экран и создает в его цепи ток обратного действия $I_{обр2m} = U_{am}\omega C_{а.\,c2}$. Если бы экран был сплошным, то поле анода не проникало бы вовсе на первую сетку; на сетке же $c2$ переменное напряжение по отношению к сетке $c1$ отсутствует благодаря короткому замыканию на катод. В этих условиях ток $I_{обр1m}$ в цепи управляющей сетки, способный нарушить нормальную работу усилителя, был бы равен нулю; иначе говоря, вредная емкость $C_{а.\,c1}$ отсутствовала бы.

Такая полная экранировка с коротким замыканием экрана на катод нарушила бы, однако, основные функции лампы: электроны не могли бы пролетать от катода к аноду и лампа бездействовала бы. Поэтому в роли экрана вводится сетка, сквозь отверстия которой электроны могут пролетать. Конечно, при этом некоторая часть силовых линий электрического поля анода проникает через экранирующую сетку к управляющей сетке, а сквозь нее — и к катоду. Отсюда мы можем указать на три следствия.

Во-первых, емкость $C_{а.\,c1}$ все-таки существует и в тетроде, но ее величина резко (в десятки раз) уменьшена действием экрана; если для приемно-усилительных триодов эта емкость составляет несколько пикофарад, то для тетродов — лишь доли пикофарады.

Во-вторых, лампа с экранирующей сеткой имеет большой коэффициент усиления μ. Это проще всего пояснить на числах. Пусть экранирующая сетка имеет проницаемость $D_2 = 1/50$; это означает, что сквозь нее проникает лишь 1/50 часть силовых линий поля анода. Пусть далее управляющая сетка (обычно выполняемая с более редкими витками) имеет проницаемость $D_1 = 1/8$; иначе говоря, через нее проходит к катоду 1/8 часть дошедших до нее силовых линий. Следовательно, из всего поля анода достигнет катода 1/8 от 1/50 части силовых линий, т. е. 1/400 доля. Таким образом, проницаемость тетрода будет $D = D_1 D_2$, а коэффициент усиления

$$\mu = \frac{1}{D} = \frac{1}{D_1 D_2}.$$

В нашем примере $\mu = 400$. При нормальных значениях крутизны бо́льшим окажется у тетрода и внутреннее сопротивление. Так, если крутизна $S = 4$ *мсим*, то для нашего примера

$$R_i = \frac{\mu}{S} = \frac{400}{4 \cdot 10^{-3}} = 100\,000 \text{ ом}.$$

Значит, лампам с экранирующими сетками свойственны увеличенные коэффициенты усиления μ и внутренние сопротивления R_i по сравнению с теми же параметрами трехэлектродных ламп (при одинаковых значениях крутизны, которая определяется в основном структурой катода и управляющей сетки).

В-третьих, короткое замыкание экранирующей сетки на катод оказывается недопустимым. Дело в том, что при малой общей проницаемости D анодное поле очень слабо воздействует на потенциальный барьер, имеющийся вблизи катода. Если напряжение на управляющей сетке отрицательно, то при нулевом напряжении на экранирующей сетке ускоряющее поле анода будет полностью компенсироваться и анодный ток окажется равным нулю. Для преодоления потенциального барьера при отрицательном напряжении на первой сетке оказывается необходимым подать на экранирующую сетку постоянное положительное напряже-

н и е E_{c2}. Обычно тетроды получают

$$E_{c2} = (0,25 \div 0,5)\, U_{a0}.$$

Именно это напряжение ускоряет движение электронов от катода к аноду. На рис. 8-30, *б* была показана подача напряжения E_{c2} от отдельной батареи.

Легко понять, что часть электронов перехватывается экранирующей сеткой, и в ее цепи возникает ток I_{c2}, а катодный ток $I_к$ оказывается суммой трех токов. Полезной работы ток I_{c2} не выполняет.

Отдельную батарею для питания экранирующей сетки не применяют. Напряжение E_{c2} получают от источника анодного питания. На рис. 8-32 представлены возможные варианты питания экранирующей сетки от анодной батареи: с помощью отвода от нужной части батареи, с помощью последовательного сопротивления, на котором гасится избыточная часть полного напряжения батареи ($I_{c2}R_{c2}$), и с помощью делителя, составленного из двух сопротивлений (R_1 и R_2).

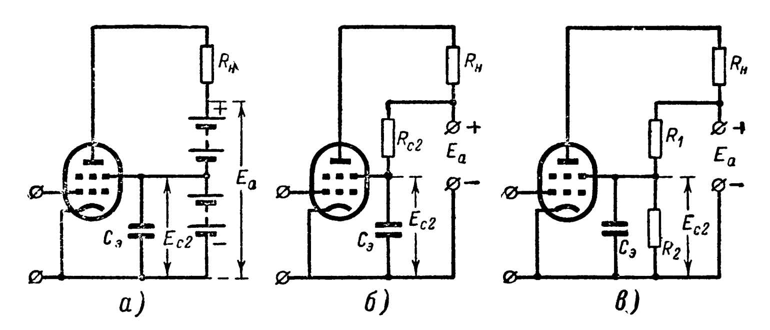


Рис. 8-32. Питание экранирующей сетки тетрода.

а — с отводом от анодной батареи; *б* — через гасящее сопротивление; *в* — с делителем напряжения

Первый способ имеет практические неудобства, второй выгоден для приемников с батарейным питанием, а третий наряду со вторым применяется для приемников с питанием от сети переменного тока через выпрямитель.

Между экранирующей сеткой и катодом должен включаться конденсатор $C_э$, создающий практически короткое замыкание этой сетки на катод для переменного тока частоты сигнала. Именно коротким замыканием на катод вторая сетка приобретает свойства экрана, ослабляющего обратное действие анодного напряжения на цепь первой сетки в соответствии с рис. 8-31, *б* Но этого мало: при воздействии сигнала на поток электронов появляется переменный компонент не только в составе тока анода, но и в составе тока экранирующей сетки. Проходя через «гасящее» сопротивление R_{c2}, этот переменный ток создает на экранирующей сетке переменное напряжение частоты сигнала (создает уже не емкостным, а «электронным» путем). Переменное напряжение на экранирующей сетке оказывается в противофазе с напряжением на управляющей сетке и снижает усиление сигнала. Короткое замыкание переменного тока на катод через емкость $C_э$ устраняет и этот вредный эффект.

Емкость конденсатора $C_э$ должна удовлетворять неравенству

$$\frac{1}{\omega C_э} \ll R_{c2}.$$

Практически для сигналов радиочастоты емкость $C_э$ составляет тысячи или десятки тысяч пикофарад, а для сигналов звуковой частоты — микрофарады. Что же касается «гасящего» сопротивления R_{c2}, то оно вычисляется из соотношения

$$R_{c2} = \frac{E_а - E_{c2}}{I_{c2}},$$

где I_{c2} — постоянная составляющая экранного тока. Обычными для маломощных ламп оказываются сопротивления R_{c2} не менее сотни килоом.

Второй недостаток триода («правое» расположение характеристик при большом μ) также устраняется в тетроде благодаря наличию экранирующей сетки. Мы уже сказали, что общий коэффициент усиления

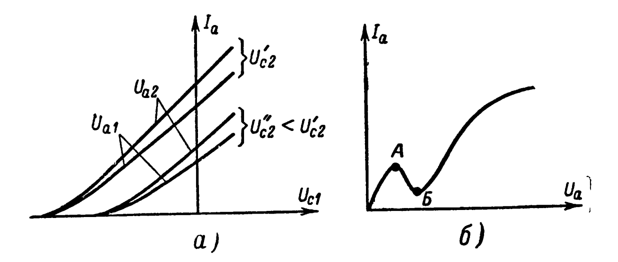


Рис. 8-33. Характеристики тетрода.

а — зависимость анодного тока от напряжения на управляющей сетке; *б* — зависимость анодного тока от напряжения на аноде.

лампы оказывается большим благодаря малой проницаемости двух сеток для поля анода. Для экранирующей же сетки получается по отношению к катоду сквозь управляющую сетку значительно большая проницаемость, чем для анода, а потому величина электронного потока в лампе определяется не столько влиянием анодного напряжения, сколько влиянием постоянного напряжения на экранирующей сетке. Эта сетка служит как бы «анодом», но таким, сквозь который большая часть электронов пролетает и попадает на основной анод.

На рис. 8-33, *а* показаны две группы характеристик, соответствующих двум значениям напряжения U_{c2}, но при одних и тех же (для обеих групп) анодных напряжениях. Эти группы сильно смещены друг от друга. В каждой же группе — по две характеристики, снятые при разных значениях $U_а$. Мы видим, что влияние изменения $U_а$ незначительно; оно приводит лишь к небольшому «веерообразному» расхождению характеристик. Малое влияние изменений $U_а$ соответствует большому коэффициенту усиления лампы. Вместе с тем при правильном выборе величины U_{c2} семейство анодных характеристик по напряжению управляющей сетки может быть получено достаточно «левым» для нормальных значений $U_а$.

Простой тетрод тоже имеет свой недостаток, препятствующий широкому применению этого вида лампы. Если в процессе работы усилителя напряжение на аноде окажется меньше, чем на экранирующей сетке, то наблюдается резкое уменьшение анодного тока. Это явление называется динатронным эффектом и наглядно наблюдается на характеристике анодного тока по анодному напряжению (рис. 8-33, *б*): характеристика получает «провал» с двумя перегибами. На некотором падающем участке *АБ* этой характеристики рост анодного напряжения приводит к уменьшению анодного тока, что вызывает искажение усиливаемого сигнала.

В основе динатронного эффекта лежит вторичная электронная эмиссия с поверхности металла: при ударах достаточно быстрых электронов о поверхность металла часть энергии расходуется на нагревание металла, но некоторая ее часть передается непосредственно свободным электронам внутри металла, давая им возможность выхода во внешнее пространство. Это и есть вторичная эмиссия электронов. Один быстрый электрон может высвободить из металла несколько вторичных электронов.

Вторичная эмиссия может иметь место и на поверхности анода в триоде, но она здесь незаметна, так как медленные вторичные электроны не могут удалиться от анода и притягиваются им обратно (сколько электронов освобождается, столько же и возвращается). В тетроде же (см. рис. 8-33, *б*) при повышении анодного напряжения от нуля анодный ток сначала возрастает, так как при малой скорости первичные электроны не могут выбить вторичных. Далее с ростом анодного напряжения возникает вторичная эмиссия; число выбиваемых электронов больше, чем число первичных, и анодный ток уменьшается. Вторичные электроны притягиваются экранирующей сеткой, потенциал которой выше анодного, и ток в цепи экранирующей сетки возрастает. Далее с ростом анодного напряжения все большая и большая доля вторичных электронов возвращается к аноду; анодный ток возрастает. Более того, при значительных напряжениях на аноде ток анода дополнительно растет за счет притяжения вторичных электронов, выбиваемых из экранирующей сетки.

Как же устранить динатронный эффект в тетроде? Одним из путей к этому является лучевая конструкция тетрода (лучевой тетрод). В таком тетроде обе его сетки выполнены с одинаковым числом витков, а витки размещены строго в створе (друг против друга). Благодаря этому электроны, приобретающие после фокусировки первой сеткой форму плоских лучей, пролетают сквозь вторую сетку, не ударяясь об ее витки. Тем самым уменьшается бесполезный ток в цепи экранирующей сетки. Цилиндрической формы анод этой лампы имеет больший радиус, и его внутренняя поверхность удалена от плоских сторон экранирующей сетки, вследствие чего притяжение вторичных электронов к экранирующей сетке ослабляется. Чтобы электроны выходили лишь через плоские стороны сетки, т. е. по наиболее длинному пути до анода, в лампе помещены вертикальные металлические пластины *S*, соединенные с катодом, т. е. имеющие нулевой потенциал. Эти пластины отталкивают от себя электроны, содействуя образованию «лучей» веерной формы (рис. 8-34, *а*).

Если в лучевом тетроде напряжение экранирующей сетки выше анодного, то в промежутке между анодом и экранирующей сеткой первичные электроны тормозятся и образуется отрицательный объемный заряд. Он отталкивает вторичные электроны, выбиваемые из анода, и возвращает их обратно на анод. Значит, этот объемный заряд

играет «защитную» роль. В обычном тетроде поток электронов рассеивается витками сеток и не может создать подобного объемного заряда.

На рис. 8-34, *б* приведены анодные характеристики лучевого тетрода. Благодаря описанной выше конструкции динатронные «провалы» совсем незначительны; рабочими участками являются пологие участки, начинающиеся здесь при малых анодных напряжениях. Применяются

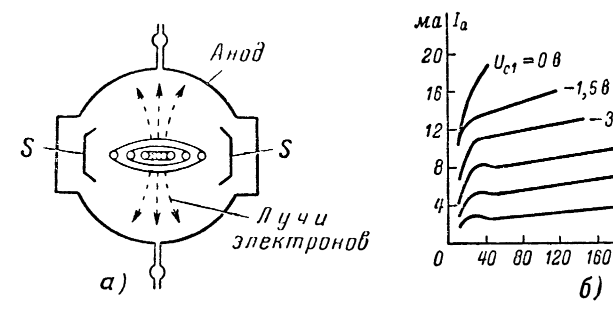


Рис. 8-34. Лучевой тетрод.

а — схема устройства и принцип работы; *б* — семейство анодных характеристик.

лучевые тетроды в выходных каскадах приемников и в передающих устройствах, в том числе достаточно большой мощности.

Существует и другой способ устранения динатронного эффекта: на пути электронов между экранирующей сеткой и анодом помещается третья сетка, обычно соединяемая с катодом, т. е. имеющая нулевой потенциал, который препятствует движению вторичных электронов от анода к экранирующей сетке. Третья сетка называется з а щ и т н о й или антидинатронной; лампа с пятью электродами получила название п е н т о д.

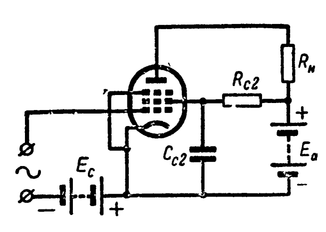


Рис. 8-35. Простейшая схема усилителя на пентоде.

Достоинства пентода — малая проходная емкость, левое расположение сеточных характеристик анодного тока при невысоком анодном напряжении и устранение динатронного эффекта — обеспечивают пентоду очень широкое применение. Схема простейшего усилителя на пентоде показана на рис. 8-35.

Наличие трех сеток делает коэффициент усиления пентодов очень большим (свыше тысячи). Очень большим оказывается, следовательно, и внутреннее сопротивление (сотни тысяч ом). Крутизна имеет значения приблизительно в тех же пределах, что и для триода (от 2 до 50 *мсим* в приемных лампах). У пентодов величина проходной емкости того же порядка, что и у тетродов, или еще меньше.

Большие значения внутреннего сопротивления пентодов свидетельствуют о том, что прирост анодного напряжения очень мало перемещает сеточную характеристику анодного тока. Вместе с тем при вычислении

по формуле (8-12) коэффициента усиления лампы, нагруженной сопротивлением, можно пренебречь в знаменателе величиной $R_н$ по сравнению с очень большой величиной R_i. Тогда получим:

$$K \approx \mu \frac{R_н}{R_i} = SR_н. \tag{8-17}$$

Для усиления **важнейшим параметром** пентода оказывается **крутизна** S. Разумеется, коэффициент усиления нагруженной лампы гораздо меньше, нежели ее статический коэффициент усиления ($K \ll \mu$).

Из сказанного следует, что и крутизна динамической характеристики [см. формулу (8-13)] практически не будет отличаться от крутизны статической характеристики, а потому изображать графически работу

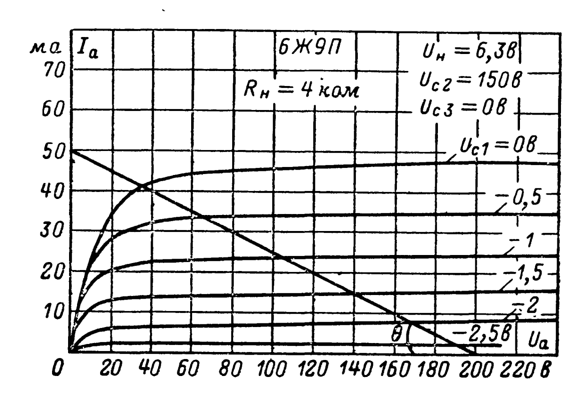


Рис. 8-36. Анодные характеристики лампы 6Ж9П.

нагруженного пентода так, как была она представлена для триода на рис. 8-24, не имеет смысла (слишком велики будут неточности). Значительно точнее и нагляднее работа нагруженного пентода изображается в семействе характеристик анодного тока по анодному напряжению.

В качестве примера на рис. 8-36 приведено семейство анодных характеристик пентода типа 6Ж9П ($S = 18$ *мсим*, $R_i = 150$ *ком*, $\mu = 2\,700$). На этом же семействе анодных характеристик нанесена динамическая характеристика в случае нагрузочного активного сопротивления $R_н = 4\,000$ *ом* и напряжения батареи $E_а = 200$ *в*.

Еще раз упомянем, что изображать процессы работы лампы с помощью такого вида динамической характеристики может быть иногда более удобным, нежели в сеточно-анодной системе координат.

Во многих усилителях слабых сигналов желательно получать возможность плавной регулировки коэффициента усиления K. Из формулы (8-17) очевидно, что достигнуть такой возможности мыслимо плавным изменением крутизны S того участка характеристики анодного тока по сеточному напряжению, где находится рабочая точка. Это достигается устройством управляющей сетки с переменным шагом намотки При такой сетке отрицательное смещающее напряжение, достаточное для запирания электронного потока сквозь частые витки,

оказывается недостаточным для редких витков, и характеристика получает удлиненный «хвост» (рис. 8-37), на который и следует перемещать рабочую точку при приеме сильных сигналов. Обычно в приемниках такое перемещение осуществляется автоматически.

Основные направления работ по усовершенствованию приемно-усилительных ламп относятся в первую очередь к пентодам, как к наиболее массовому виду этих ламп. Работы ведутся по повышению крутизны S, по увеличению прочности (например, вибростойкости) пентодов и по улучшению других показателей, в том числе — долговечности.

Замена сеток, навитых в виде спирали, рамочными сетками из туго натянутых тончайших проволок позволила уменьшить расстояние между катодом и сеткой и тем самым повысить крутизну (например, до 30 *мсим* в пентодах типа 6Ж23П). Другой способ повышения крутизны — введение дополнительной (четвертой) сетки между катодом и управляющей сеткой. Такая катодная сетка получает относительно катода небольшое положительное напряжение, вследствие чего электронное облако перемещается ближе к управляющей (второй) сетке, это и приводит к увеличению крутизны. Пентод типа 6Ж22П с катодной сеткой, например, имеет крутизну 23 *мсим*. Третий путь для получения большой крутизны — использование вторичной эмиссии электронов, которую мы до сих пор считали бесполезным (или даже вредным) явлением. В баллоне тетрода или пентода дополнительно размещается «динод» (электрод вторичной эмиссии), несущий на себе положительное напряжение, меньшее, чем на аноде. Электроны, летящие с катода сквозь все сетки, ударяются о поверхность динода, специально обработанную; они выбивают здесь вторичные электроны, число которых больше, чем число первичных. Вторичные электроны летят к аноду, увеличивая его ток и тем самым повышая крутизну (примерно до 30 *мсим* в лампе типа 6В1П).

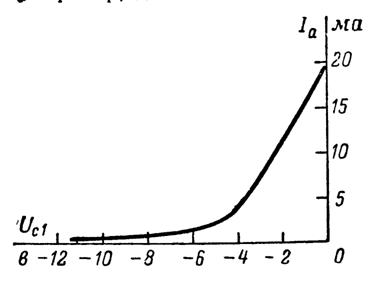


Рис. 8-37. Пентод с удлиненной характеристикой.

Естественно, что число ламп с большой крутизной в усилителе уменьшается (при одном и том же общем коэффициенте усиления) по сравнению с числом ламп, имеющих малую крутизну.

Для сокращения числа ламп в аппаратуре и упрощения монтажа выпускаются комбинированные лампы, которые содержат в одном баллоне по две (или больше) системы электродов. Таковы, например, двойные диоды, двойные триоды, диод-триоды, диод-пентоды, триод-пентоды. В них каждая система электродов имеет соответствующие характеристики и выполняет свои функции.

Чтобы закончить параграф о лампах с многими электродами, следует упомянуть также о специальных видах приборов для преобразования частоты в супергетеродинных приемниках. Это — лампы двойного управления электронным потоком; иначе говоря, на пути электронов от катода к аноду в них имеются по две управляющие сетки. На одну из управляющих сеток воздействует

напряжение сигнала высокой частоты, а на другую — напряжение колебаний собственного генератора (гетеродина). При таком совместном управлении электронным потоком в цепи анода может быть выделено колебание, частота которого равна разности частот сигнала и гетеродина. В этом и состоит процесс преобразования частоты. Гетеродин требует для своего выполнения отдельной лампы (обычно триода). Но возможно размещение электродов лампы гетеродина и в одном баллоне с лампой двойного управления.

В частности, лампой с двойным управлением является г е п т о д — лампа с семью электродами (например 6А2П). Она имеет пять сеток: две — управляющие, две — экранирующие, одна — защитная. Если в том же баллоне лампы размещен и триод для выполнения гетеродина, то такая комбинированная лампа называется т р и о д - г е п т о д (например, 6И1П).

Процессы преобразования частоты и работа преобразовательных ламп будут описаны в дальнейших главах.

8-6. ПРОВОДИМОСТЬ ПОЛУПРОВОДНИКОВ

Полупроводящий материал (полупроводник) обладает замечательными свойствами, позволяющими создать разнообразные приборы для решения важных задач в области выпрямительной, усилительной, фотоэлектрической, термоэлектрической техники и во многих других технических областях.

Наибольший интерес для практики радиолюбителей представляют собой п о л у п р о в о д н и к о в ы е д и о д ы и т р и о д ы, которые выполняют в приемной и усилительной аппаратуре малой и средней мощности те же функции, что и электронные лампы. Важнейшие преимущества полупроводниковых приборов — отсутствие нагретого катода (т. е. расхода энергии на накал), малые размеры и вес, высокая прочность, долговечность (десятки тысяч часов), низкие питающие напряжения (для приемников обычно 6—12 *в*) и высокая отдача полезной мощности. Недостатками полупроводниковых приборов можно назвать: сравнительно низкие входные сопротивления, разброс величин параметров в однотипных приборах, влияние температуры на показатели работы приборов, ухудшение показателей с ростом частоты и ряд других свойств, уступающих свойствам электронных ламп. С каждым годом, однако, полупроводниковые приборы совершенствуются.

Не рассматривая всех областей радиоэлектроники, скажем, что радиовещательная приемная аппаратура и телевизоры (за исключением трубок изображения) все шире и шире выполняются с применением полупроводниковых приборов.

Если описание электронных ламп мы начали с рассказа о токе в вакууме, то знакомство с полупроводниковыми приборами необходимо начать с физических представлений о токе в твердом теле.

Твердые вещества разделяются (приближенно) на проводники, диэлектрики и полупроводники. Сущность этого разделения заключается в различных возможностях перехода электронов валентной зоны в зону проводимости. Электроны в составе атома, двигаясь вокруг ядра, могут обладать строго определенными (дискретными) уровнями энергии, хотя число энергетических уровней неограниченно. Если атом не имеет притока энергии извне (его температура 0° абсолютной шкалы и внешние излучения на него не воздействуют), то его электроны обладают наименьшими уровнями энергии. Энергетические уровни

электронов W_1, W_2, W_3 и т. д. условно показаны на рис. 8-38, *а*; при этом наибольшие значения энергии имеют наиболее удаленные от ядра («валентные») электроны. Их уровни образуют на этом рисунке «валентную зону».

Получиз порцию энергии извне (например, при нагревании вещества), электрон может перейти на более высокий уровень и, покинув данный атом, принять участие в беспорядочном движении между атомами. Под действием внешнего электрического поля эти «междуатомные» электроны образуют электрический ток. Уровни таких электронов образуют «зону проводимости» (штриховые линии на рис. 8,38, *а*). Для проводящих веществ (металлов) з о н а п р о в о д и м о с т и непосредственно п р и м ы к а е т к в а л е н т н о й з о н е, и практически всегда, даже при низких температурах, в металле имеется зна-

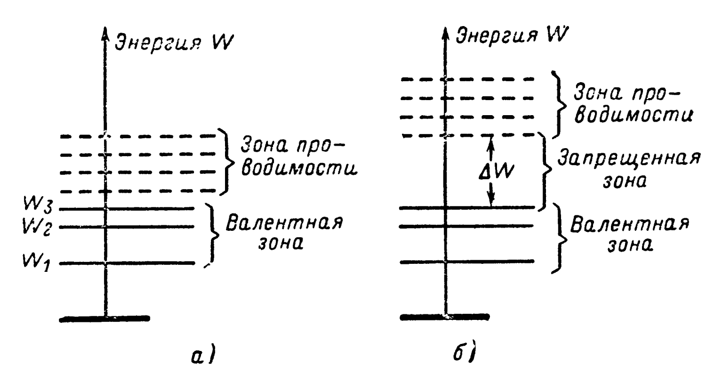


Рис. 8-38. Энергетические уровни электронов.

а — в металлах; *б* — в диэлектриках и полупроводниках.

чительное число электронов, сообщающих веществу свойство э л е к т р о п р о в о д н о с т и.

У д и э л е к т р и к о в между валентной зоной и зоной проводимости имеется так называемая «з а п р е щ е н н а я з о н а»; в этой зоне нет таких уровней энергии, которыми могли бы обладать электроны. Ширина запрещенной зоны ΔW измеряется не менее, чем несколькими электрон-вольтами. Лишь преодолев эту зону, т. е. получив извне энергию больше ΔW, электрон может участвовать в токе проводимости. Таких электронов очень мало, а п р о в о д и м о с т и д и э л е к т р и к о в н и ч т о ж н ы.

У класса веществ, называемых п о л у п р о в о д н и к а м и, энергетическое строение тоже характеризуется н а л и ч и е м з а п р е щ е н н о й з о н ы, однако ширина этой зоны ΔW меньше, чем у диэлектриков — всего лишь до одного электрон-вольта. Даже при комнатной температуре ($\sim 300°$ абсолютной шкалы) некоторая часть электронов переходит в зону проводимости, и через полупроводник может проходить ток. В случае потери энергии (например, при охлаждении) электрон может перейти в валентную зону и перестать участвовать в токе проводимости вещества. Значит, проводимость полупроводника уменьшается (сопротивление растет) с уменьшением температуры; этим полупроводник отличается от металла.

В технологии радиотехнических полупроводниковых приборов основными материалами служат германий (Ge) и кремний (Si), хотя применяются и другие материалы.

Германий — элемент четвертой группы в системе Менделеева; он имеет, следовательно, четыре валентных электрона в атоме. Остальные 28 электронов атома германия прочно связаны с ядром. Строение германия (и кремния) кристаллическое: атомы расположены по вершинам правильных геометрических фигур и образуют кристаллическую решетку. Условно решетка кристалла германия изображена на рис. 8-39, *а*: атомы представлены кружками и помечены цифрой валентности (+4). Валентные же электроны показаны в виде линий связи с соседними атомами. Связь между каждыми двумя атомами осуществляется парой «ковалентных» электронов — по одному от того и другого атома. Физи-

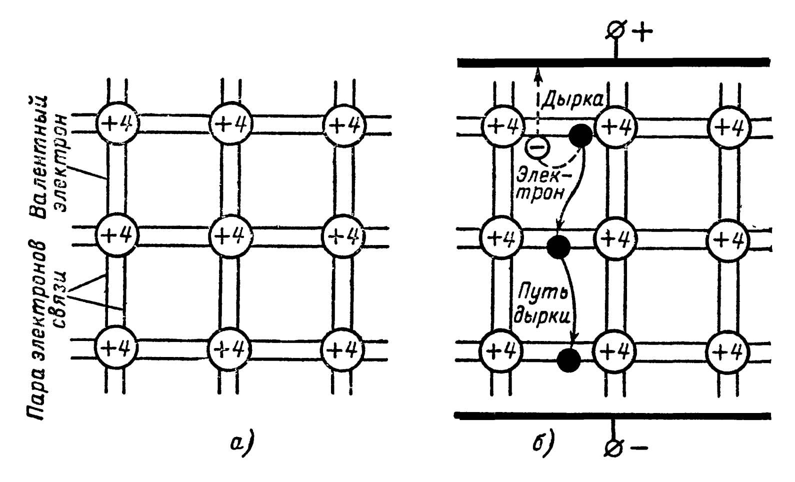


Рис. 8-39. Кристаллическая решетка германия (*а*) и дырочный ток в ней (*б*).

чески ковалентную связь можно в данном случае представить как вращение электронов по оболочкам, общим для двух атомов. Рассматриваемое строение решетки с наличием всех связей между атомами относится к «чистому» германию (не содержащему примесей), находящемуся при температуре 0° абсолютной шкалы.

Разрывы электронных связей в кристалле возможны. Одна из причин нарушения связей — нагревание полупроводника, усиливающее колебания атомов около положений равновесия в решетке. Получив порцию энергии, электрон может преодолеть силы связи с атомами и начать хаотическое движение внутри кристаллической решетки. Этот электрон следует называть электроном электропроводности (в отличие от свободного электрона в вакууме). Если к кристаллу приложить внешнее напряжение, то электроны электропроводности приобретут составляющую скорости навстречу линиям электрического поля и создадут ток в полупроводнике и источнике напряжения. Это будет собственная электропроводность полупроводника за счет электронов.

Но при нарушении валентной связи и отрыве электрона остается в атоме незаполненная орбита, а сам атом приобретает положительный заряд, равный по абсолютной величине заряду электрона. Положительный заряд, получившийся благодаря отсутствию электрона, принято назвать дыркой. Такое состояние атома неустойчиво: на место дырки может перейти электрон соседнего атома, и дырка окажется заполненной, т. е. положительный заряд будет компенсирован. Но в соседнем атоме на месте ушедшего электрона снова образуется дырка; значит, она способна перемещаться как положительный заряд. Электроны, идущие на заполнение дырок, назовем электронами замещения. При наличии внешнего напряжения дырки будут перемещаться (как положительные заряды) в направлении линий электрического поля — от положительного зажима источника к отрицательному. Такое перемещение является дырочным током. На рис. 8-39, *б* показаны перемещения дырки, состоящие в поочередных разрывах электронных связей между атомами.

Ток через полупроводник (показания прибора во внешней цепи) будет, понятно, суммой электронного и дырочного токов. Именно в этом состоит главное отличие тока в полупроводнике от чисто электронного тока в вакууме, а, значит, и отличие полупроводниковых приборов от электронных ламп. Но не следует забывать двух обстоятельств: во-первых, по существу оба тока в полупроводнике физически являются электронными, так как дырочный ток есть также движение электронов замещения и в ту же сторону, как электронов электропроводности; во-вторых, дырки обладают меньшей подвижностью, так как перемещаются от атома к атому, а не прямо между зажимами источника, и в общей сумме дырочный ток составляет меньшую долю, чем электронный.

Число электронов в чистом полупроводнике равно числу дырок; наряду с возникновением пар носителей зарядов (т. е. электронов и дырок) происходит и их рекомбинация в нейтральные атомы. Следовательно, и концентрация носителей зарядов, т. е. их количества в 1 $см^3$, для электронов и дырок одинаковы:

$$n_i = p_i.$$

Здесь n — концентрация электронов, т. е. отрицательных (negative) носителей, а p — концентрация дырок, т. е. положительных (positive) носителей. Индекс i означает, что речь идет об идеальном (чистом) полупроводниковом материале. Для германия, например, при комнатной температуре $n_i = p_i = 10^{13}$ $см^{-3}$ (т. е. в кубическом сантиметре).

Таковы свойства собственной электропроводности чистых полупроводников. В общем их проводимость мала. Для увеличения тока в чистый полупроводник вводятся примеси. Атомы примесей замещают в кристаллической решетке некоторую (малую) часть атомов основного кристалла («монокристалла») и существенно изменяют его свойства.

Если в качестве примеси ввести пятивалентный элемент (мышьяк, сурьма, фосфор), то четыре электрона примесного атома войдут в парные электронные связи с четырьмя атомами четырехвалентного германия (или кремния); пятый же электрон окажется избыточным (рис. 8-40, *а*). Этот электрон легко отделяется от своего атома и становится электроном электропроводности полупроводника, тогда как атом примеси оказывается положительным ионом. Значит, пятивалентная примесь резко повышает концентрацию n электронов, а потому примесь называется донорной (дающей электроны), а сам полупроводник становится «электронным», или полупроводником n-типа.

В таком полупроводнике электроны являются **основными носителями зарядов**, а дырки — **неосновными**. Концентрация дырок p уменьшается во столько раз, во сколько возрастает концентрация электронов n, так что

$$np = n_i^2 = p_i^2. \tag{8-18}$$

Уменьшение числа дырок объясняется тем, что с ростом числа электронов возрастает и число рекомбинаций их с дырками, которые не имеют пополнения.

В случае введения в германий (или кремний) трехвалентного элемента (индий, алюминий, галлий, бор) свойства монокристалла изменяются в иную сторону. Атом примеси своими тремя валентными электронами войдет в парные электронные связи с тремя атомами германия.

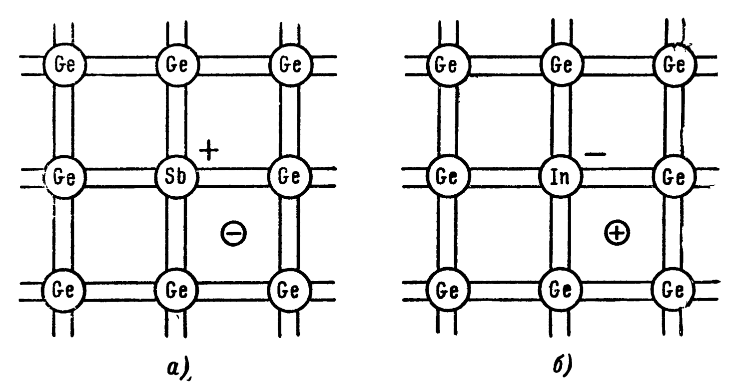


Рис. 8-40. Кристаллы германия (Ge) с примесями.

а — донорной (сурьма Sb); *б* — акцепторной (индий In).

Для четвертой связи недостает электрона. Тогда разрывается одна из валентных связей атома германия и заполняет все связи атома примеси; атом примеси становится отрицательным ионом, а в германии образуется дырка (рис. 8-40, *б*). Значит, трехвалентная примесь повышает концентрацию дырок p, а потому называется она **акцепторной** (отнимающей электроны); сам полупроводник становится «дырочным», или **полупроводником p-типа**. В нем **основными носителями** зарядов являются дырки, а неосновными — электроны. Концентрация электронов n уменьшается во столько раз, во сколько возрастает концентрация дырок, так что формула (8-18) остается справедливой. Заметим, что число атомов примеси должно быть в миллиарды раз меньше числа основных атомов. Получение сверхчистых полупроводников и дозированное введение примесей — серьезная технологическая задача!

Если к куску полупроводника n-типа приложить внешнее напряжение, то электроны будут двигаться к положительному зажиму и создадут ток во внешней цепи; будет и ток неосновных носителей (дырочный), но сравнительно столь малый, что в сумме с электронным током им можно пренебречь. В куске полупроводника p-типа дырки направ-

ляются к отрицательному зажиму и здесь заполняются электронами. Направление тока во внешней цепи остается тем же, как и для *n*-типа. Током неосновных носителей (электронов) здесь тоже можно пренебречь.

8-7. ЭЛЕКТРОННО-ДЫРОЧНЫЙ ПЕРЕХОД И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ДИОДЫ

В одном монокристаллическом куске полупроводника можно создать введением соответствующих примесей две области — электронную и дырочную. Слой на границе этих областей называется электронно-дырочным переходом (короче *p-n* переходом); такие переходы являются основой для создания любых видов полупроводниковых приборов.

Рассмотрим электрическое состояние перехода при отсутствии внешнего напряжения. Допустим, что в кристалле имелась резкая граница между областями электронной (*n*) и дырочной (*p*) проводимостей (рис. 8-41, *а*). Предположим (это вовсе не обязательно!), что концентрация электронов в левой области (с донорными примесями) и дырок — в правой (с акцепторными примесями) одинаковы ($n_Д = n_А$, рис. 8-41, *б* и *в*). Электроны, имеющиеся в избытке в *n*-области, проникают (диффундируют) в *p*-область, где электронная концентрация мала. Перенос отрицательных зарядов слева направо приводит к тому, что дырочная область заряжается отрицательно, а электронная — положительно. В результате этого электростатический потенциал электронной области становится более положительным, чем потенциал дырочной области (рис. 8-41, *г*). Если нарастающий отрицательный потенциал φ представить в виде горки, препятствующей движению электронов (потенциальный барьер), то легко понять, что приток электронов из левой области в правую прекратится и ток будет равен нулю. Разность потенциалов двух областей можно назвать контактной разностью потенциалов; она создает электрическое поле на границе.

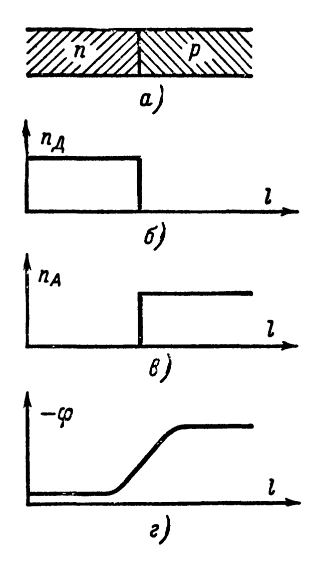


Рис. 8-41. Потенциальный барьер перехода.

При установившейся разности потенциалов движение электронов все же не прекращается полностью. Через барьер проходят электроны, имеющие достаточную для этого энергию. Но под действием электрического поля в контакте могут беспрепятственно переходить из правой области в левую любые свободные электроны, имеющиеся в малых количествах в дырочной области. Число их равно числу электронов, проникающих через барьер слева направо, т. е. ток электропроводности компенсируется током диффузии. Это — состояние равновесия.

Мы рассуждали о перемещениях электронов. Но то же самое можно сказать и о дырках, которые имеются в избытке в *p*-области и диффундируют в *n*-область. Заряды дырок положительны, и поле, возникающее

благодаря их диффузии справа налево, имеет то же направление, что и поле, созданное диффузией электронов слева направо. При равновесном состоянии диффузионный ток дырок уравновешивается дырочным током электропроводности, направленным обратно.

Вблизи от контакта двух областей имеется слева относительный недостаток электронов, а справа — относительный недостаток дырок. Значит, на переходе концентрация носителей зарядов оказывается

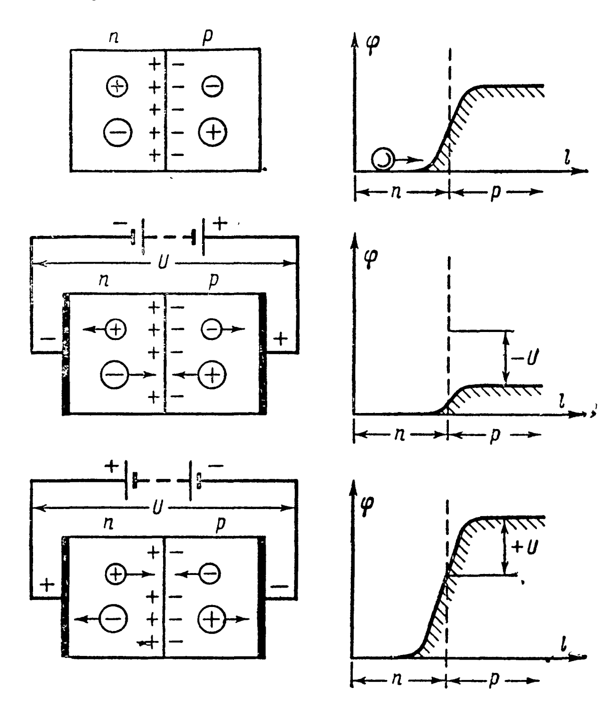


Рис. 8-42. Объяснение механизма тока в электронно-дырочном переходе.

пониженной («обедненный» слой), а сопротивление полупроводника — повышенным («запирающий» слой).

Равновесное состояние перехода и соответствующий ему потенциальный барьер представлены на рис. 8-42 в верхнем ряду; основные носители обведены большими кружками, а неосновные — малыми.

Теперь положим, что на полупроводники типов *n* и *p* наложены с внешних сторон металлические электроды, контакт которых с полупроводником обладает очень малым сопротивлением. Присоединим к электроду полупроводника типа *p* положительный, а к электроду полупроводника типа *n* отрицательный полюс внешней батареи (рис. 8-42, средний ряд). При этом через *p-n* переход потечет ток; этот ток будет и во внешней цепи. Из рисунка видно, что в этом случае внешнее электрическое поле противоположно тому полю, которое

имеется в переходном слое. Иначе говоря, скачок потенциала *p-n* перехода окажется в той или иной мере скомпенсированным за счет действия внешнего поля.

Основные носители тока каждого из полупроводников (большие кружки), двигаясь навстречу друг другу под действием внешнего поля, смогут преодолеть оставшийся скачок потенциала (потенциальный барьер) и проскочить через него. С увеличением напряжения будет возрастать число основных носителей, переходящих границу, а значит, и величина тока в цепи.

Изменим полярность электродов на обратную, переключив источник тока (рис. 8-42, нижний ряд). Тогда к переходу устремятся с каждой стороны неосновные носители тока (малые кружки). Эти носители могут переходить границу даже без внешнего поля, так как разность потенциалов для них «попутна». Однако неосновных носителей мало,

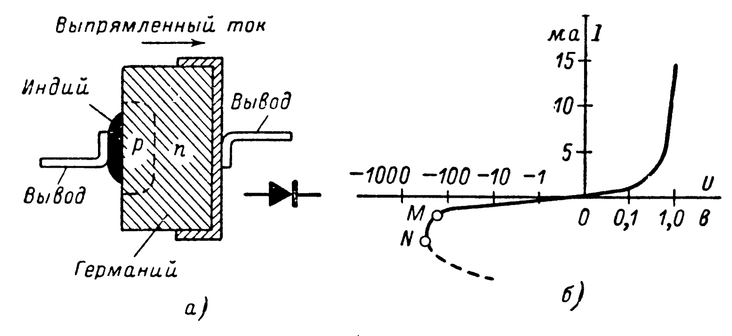


Рис. 8-43. Плоскостной германиевый диод.

а — устройство и обозначение в схемах; *б* — статическая характеристика.

а потому величина тока, создаваемого ими, незначительна. Для основных же носителей внешнее поле является как бы дополнительным к потенциальному барьеру.

Итак, сопротивление *p-n* перехода зависит от направления тока: при полярности, обеспечивающей движение основных носителей через границу, сопротивление мало́ и убывает с ростом напряжения; при обратной же полярности сопротивление велико и незначительно зависит от приложенного напряжения. Такое свойство *p-n* перехода обеспечивает возможности создания различных технических устройств и в первую очередь выпрямителей. Выпрямители, создаваемые на основе кристаллов германия или кремния, будем называть полупроводниковыми (кристаллическими) диодами.

Германиевые диоды широко применяются в выпрямителях силового переменного тока для питания радиоаппаратуры. Такие выпрямители по габаритам и коэффициенту полезного действия имеют преимущества в сравнении не только с кенотронными, но и со старыми типами полупроводниковых выпрямителей (меднозакисными, селеновыми). Основным типом выпрямительного германиевого диода является так называемый плоскостной (сплавной) диод.

На рис. 8-43, *а* представлено схематически устройство плоскостного германиевого диода. Основу его составляет кристалл германия, который путем внесения примеси сурьмы или мышьяка при-

обрел электронную проводимость (*n*-германий). С одной стороны кристалл сплавляется с оловянным электродом-держателем, который дает плотный контакт и позволяет подключить зажим внешней цепи. С другой стороны на кристалл наплавляется кусок индия (при температуре около 500° С). Атомы индия проникают (диффундируют) в кристалл, образуя в нем после охлаждения слой с дырочной проводимостью (*p*-германий). Следовательно, между поверхностным слоем *p*-германия и остальной массой *n*-германия образуется выпрямляющий *p-n* переход. Второй зажим цепи припаивается к индию. Название «плоскостной диод» возникло благодаря относительно большой плоскости *p-n* перехода, а название «сплавной» — благодаря сплаву индия с германием. На том же рисунке дается изображение диода на схемах.

На рис. 8-43, *б* показана характеристика плоскостного германиевого диода (для наглядности масштаб оси напряжений непостоянен). Рассматривая эту статическую вольт-амперную характеристику диода, можно отметить следующие его свойства. В области положительных напряжений (т. е. в «пропускном» направлении) ток возникает при очень малых напряжениях (около 0,1 *в*) и резко нарастает. Следовательно, крутизна характеристики велика и превосходит возможную крутизну вакуумных диодов. Иначе говоря, сопротивление полупроводникового диода незначительно (в том числе и сопротивление выпрямленному току в положительной области), а потому к. п. д. выпрямителя получается высоким (до 97—99%). В области отрицательных напряжений полупроводниковый диод в отличие от вакуумного все же пропускает небольшой ток (это ток неосновных носителей).

Таким образом, в целом характеристика резко нелинейна, так как в отрицательной области сопротивление гораздо больше, чем в положительной.

Если обратное напряжение достигнет больших значений (для диода на рис. 8-43 около 100 *в*), то граничный (запирающий) слой *p-n* перехода пробьется и обратный ток возрастет. Сопротивление слоя уменьшится настолько, что при росте тока падение напряжения будет оставаться неизменным, а затем начнет уменьшаться (штриховой «падающий» участок характеристики). В условиях эксплуатации обратный ток не должен превышать значения, обеспечивающего отсутствие перегрева электронно-дырочного перехода. Рост тока на участке *MN* еще не выводит диод из строя.

Исходя из этих свойств, можно установить следующие эксплуатационные параметры полупроводникового диода плоскостного типа: 1) наибольший выпрямленный ток, не вызывающий порчи (перегрева) диода при длительном прохождении; 2) наибольшая амплитуда обратного напряжения, не вызывающая необратимого пробоя при длительной эксплуатации; 3) падение постоянного напряжения на диоде при наибольшем выпрямленном токе (выгодны диоды с малым падением напряжения); 4) обратный ток при допустимом обратном напряжении (этот ток желательно иметь малым в интересах выпрямительных свойств).

Плоскостные диоды выпускаются также на основе полупроводниковых кристаллов кремния. Кремниевые диоды работают успешно в более широком диапазоне температур, нежели германиевые.

Кроме характеристик выпрямления, полупроводниковый диод характеризуется своей емкостью. Она может приближенно рассматриваться как емкость плоского конденсатора, в котором обедненный слой является диэлектриком, а токопроводящие границы электронной и дырочной областей — пластинами. С увеличением обратного напряжения обедненный (запирающий) слой расширяется и емкость диода уменьша-

ется (как бы раздвигаются пластины конденсатора). Конечно, емкость диода для его работы в качестве выпрямителя в принципе вредна, так как она пропускает переменный ток в нагрузку. Но зависимость емкости от приложенного напряжения (рис. 8-44) представляет большой практический интерес в ряде применений. Например, будучи включенным в состав колебательного контура, такой диод с переменной емкостью (варикап) позволяет плавно перестраивать контур электрическим воздействием, без участия конденсатора с вращающимися механически пластинами. Подобный же диод составляет существенную деталь современного параметрического усилителя.

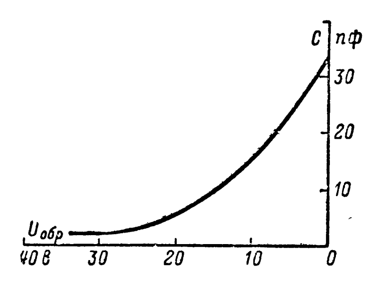


Рис. 8-44. Зависимость емкости диода от обратного напряжения.

В качестве нелинейных (выпрямляющих) элементов для колебаний радиочастоты (детектирование, преобразование частоты) применяются полупроводниковые диоды с малой емкостью, называемые точечными диодами. Такие диоды могут быть либо германиевыми, либо кремниевыми. В них площадь *p-n* перехода измеряется квадратными микронами.

На рис. 8-45 дается схематическое изображение точечного диода. Вольфрамовая проволочка с заостренным концом опирается на поверхность полупроводника типа *n*, у которого близ точки контакта с вольфрамом путем обработки создана область *p*. Следовательно, и здесь имеется *p-n* переход. Нижняя поверхность кристалла полупроводника спаяна с металлом токоснимателя.

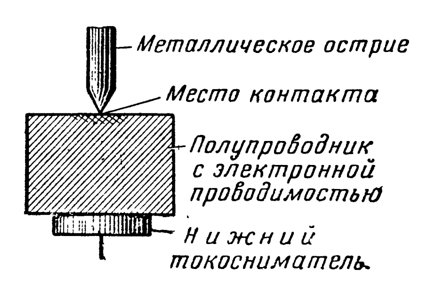


Рис. 8-45. Схема устройства точечного полупроводникового диода.

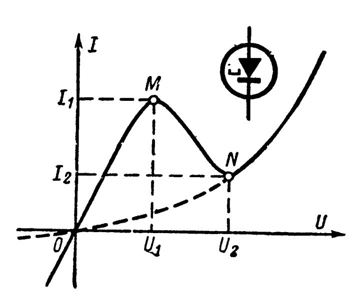


Рис. 8-46. Характеристика и условное изображение туннельного диода.

Для техники сверхвысоких частот представляют интерес специальные полупроводниковые диоды, называемые туннельными. О них здесь мы имеем возможность дать лишь самые краткие сведения. Германий (иногда — арсенид галлия) для туннельных диодов получает очень высокую концентрацию примесей. Электронно-дырочный переход в этом случае будет во много раз тоньше обычного;

следовательно, напряженность поля окажется весьма высокой. И в этих условиях возникает туннельный эффект, т. е. приникновение электронов как бы сквозь потенциальный барьер, и притом без потери энергии. Электроны проникают в дырочную область лишь при том условии, что в этой области имеются для них незанятые энергетические уровни.

Такие явления дают своеобразную форму характеристике туннельного диода (рис. 8-46). Благодаря туннельному эффекту близ точки O ток круто возрастает как в прямом, так и в обратном направлениях при внешних напряжениях, составляющих малые доли вольта. Туннельный ток нарастает в прямом направлении до точки M, после чего свободные энергетические уровни заполняются электронами. Туннельный ток падает, несмотря на рост напряжения. В точке N начинается вновь нарастание тока, но уже не за счет туннельного эффекта, а за счет электронов, получающих возможность преодолеть потенциальный барьер; это — обычная характеристика диода (нижняя часть ее показана штриховой линией — через начало координат).

Замечателен падающий участок MN: на этом участке сопротивление туннельного диода отрицательно, так как росту напряжения соответствует уменьшение тока, т. е.

$$R \approx \frac{I_2 - I_1}{U_2 - U_1} < 0.$$

Такой прибор может осуществлять усиление и генерацию колебаний, в том числе (благодаря миниатюрным размерам) и на сверхвысоких частотах.

8-8. ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ТРИОДЫ (ТРАНЗИСТОРЫ)

Полупроводниковый триод предназначается для усиления и генерации колебаний подобно электровакуумному триоду, но принципы работы этих видов приборов совершенно различны. Сущность действия полупроводникового (кристаллического) триода в одной из схем его включения можно сформулировать так: когда переменный ток некоторой величины питает малое входное сопротивление триода, тогда на его выходе ток приблизительно такой же величины питает большое нагрузочное сопротивление, тем самым обеспечивая усиление мощности. Происходящее в триоде «преобразование» малого входного сопротивления в большое выходное при том же токе и дало ему название «преобразователь сопротивлений», а в сокращенном английском выражении — транзистор.

Если кристаллические диоды нашли первое радиотехническое применение еще в приемниках А. С. Попова и П. Н. Рыбкина, то транзисторы были разработаны лишь к 50-м годам нашего века.

Основу конструкции транзистора составляет кристалл германия (или кремния). В этом кристалле известными нам способами созданы два *p-n* перехода (а не один, как в диоде). По существу мы здесь имеем как бы встречное включение двух диодов. В кристалле мы на рис. 8-47, *а* видим три области: левую электронную (область *n*), которую назовем эмиттером электронов, центральную дырочную (область *p*), называемую базой, и правую электронную (область *n*), которую будем именовать коллектором электронов. Такая последовательность областей дает транзистору название «тип *n-p-n*».

На рис. 8-47, *б* изображена другая последовательность областей, имеющая широкое распространение и дающая транзистору название «тип *p-n-p*». В ней основным процессом оказывается движение дырок.

Дозировкой примесей достигают того, чтобы эмиттерная область кристалла имела наивысшую концентрацию своих носителей зарядов, так как эмиттер служит источником носителей (аналогично катоду электронной лампы). Меньшую концентрацию имеет коллекторная область, которая получает, так сказать, «чужие» носители (подобно аноду лампы). Область базы имеет самую низкую концентрацию своих основных носителей; она управляет движением «чужих» носителей (аналогично сетке электронной лампы). Ко всем трем областям транзистора присоединены металлические токосниматели, и эти три вывода позволили называть транзистор «полупроводниковым триодом».

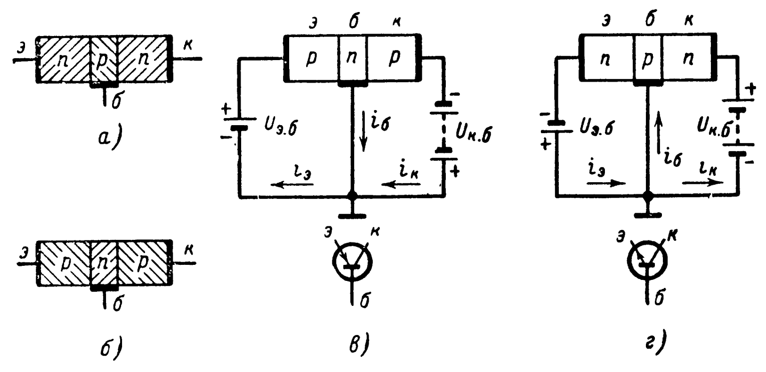


Рис. 8-47. Транзисторы.

а — тип *n-p-n*; *б* — тип *p-n-p*; *в* — питание транзистора *p-n-p* и его схематическое изображение; *г* — питание транзистора *n-p-n* и его схематическое изображение.

Включим между выводами транзистора источники постоянного напряжения в цепях эмиттер — база $U_{э.\,б}$ и коллектор — база $U_{к.\,б}$, соблюдая следующее правило: небольшое напряжение эмиттер — база (доли вольта в приборах малой мощности) должно быть для перехода эмиттер — база пропускным; напряжение коллектор — база (целые вольты, иногда свыше десятка вольт) для перехода коллектор — база должно быть запирающим (обратным). На рис. 8-47, *в* показаны источники питания транзистора *p-n-p*; запомним, что к его коллектору батарея подключена минусом, а к эмиттеру — плюсом, так что ток (движение положительных зарядов) направляется из эмиттера в базу. Именно это движение указывается стрелкой эмиттера в схематическом изображении триода *p-n-p*, как показано на том же рисунке. На рис. 8-47, *г* мы видим источники питания транзистора *n-p-n*; они включены с соблюдением тех же требований для переходов, т. е. цепь коллектора включена здесь на плюс батареи. Ток направляется (навстречу электронам) от базы к эмиттеру, и обратное направление стрелки эмиттера позволяет отличать на схемах триод *n-p-n* от триода *p-n-p*.

Отметим попутно, что тип *p-n-p* удобен для серийного производства, а потому большинство транзисторов имеют эту структуру. Но основными

носителями зарядов здесь являются дырки, которые имеют меньшую подвижность, чем электроны. Для техники сверхвысоких частот перспективнее тип *n-p-n*. Вообще же транзистор более инерционен, чем электронная лампа, так как в твердом теле диффузное движение электронов не достигает тех скоростей, которые мы видели в вакууме; кроме того, *p-n* переходы шунтируются для сверхвысоких частот своими емкостями; в результате всего этого транзисторы проникают в диапазоны дециметровых и тем более сантиметровых волн с отставанием от чисто электронных приборов.

Вернемся к схеме на рис. 8-47, *в* и рассмотрим направления и соотношения токов в ее соединительных проводах. Дырки левой области *p*, отталкиваемые положительным напряжением $U_{э.б}$, диффундируют к левому переходу и движутся в область *n* базы через низкий потенциальный барьер (пропускное направление). Здесь дырки частично рекомбинируются с электронами базы. Однако область базы выполняется весьма тонкой (малые доли миллиметра, и это очень важно!), и потому подавляющая доля дырок (до 99%) путем диффузии достигает правого перехода. Сквозь правый переход дырки (как неосновные в этом случае носители зарядов) проходят свободно и, совершая диффузию в правой области *p*, притягиваются отрицательным напряжением $U_{к.б}$, т. е. создают ток $i_к$ в цепи коллектора. На пополнение зарядов, переносимых дырками из левой *p*-области, идет ток $i_э$ в цепи эмиттера через источник $U_{э.б}$. Наконец, электроны в области базы, рекомбинирующиеся с дырками эмиттера, пополняются из внешней цепи, создавая ток базы $i_б$. Грубо говоря, ток базы есть разность токов эмиттера и коллектора, как это следует из описанного процесса:

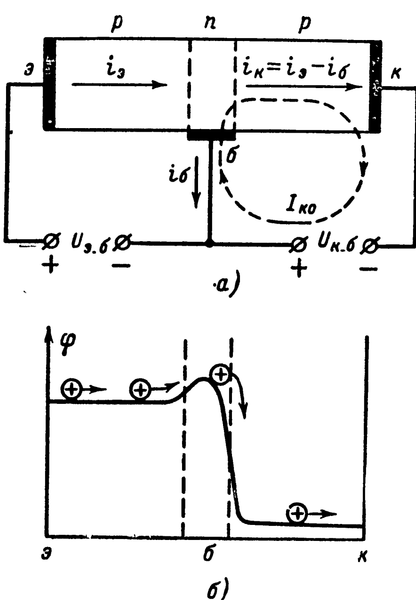


Рис. 8-48. Процессы в транзисторе *p-n-p*.

а — токи; *б* — движение дырок

$$i_б = i_э - i_к. \qquad (8\text{-}19)$$

В схеме на рис. 8-47, *г* механизм образования токов подобен описанному, но от эмиттера движутся вправо электроны, а не дырки, и токи в цепях имеют обратные направления. Поэтому повторять процессы для транзистора *n-p-n* мы не будем.

Дадим некоторую детализацию физических процессов в транзисторе *p-n-p* (рис. 8-48, *а*). Если разорвать цепь эмиттера, то от коллектора через базу ток не исчезнет полностью. Электроны электропроводности правой области *p*, приближаясь к правому *p-n* переходу, проходят в

область n и образуют ток $I_{к0}$, показанный на рисунке штрихами. В цепи коллектора направление этого тока совпадает с направлением основного тока $i_к$, а в цепи базы он идет навстречу основному току $I_б$, так что ток базы есть разность этих двух токов. Ток $I_{к0}$ называют **неуправляемым током коллектора**. Он невелик, так как образован неосновными носителями правой области p. Как правило, в цепи базы $i_б > I_{к0}$, и направление определяется дырками, вытекающими из области базы. Но о неуправляемом токе коллектора приходится упоминать вследствие того, что он **резко возрастет с ростом температуры** (примерно вдвое при повышении температуры на каждые 10° С). Это следует учитывать, обеспечивая температурную стабильность показателей транзисторных радиотехнических устройств.

Рассмотрим на рис. 8-48, *б* главный путь основных носителей зарядов в транзисторе *p-n-p* (т. е. дырок). Они движутся от эмиттера через эмиттерный переход (потенциальный барьер которого снижен напряжением $U_{э.б}$) и через коллекторный переход (поле которого свободно пропускает неосновные носители); наконец, дырки притягиваются к отрицательному электроду на коллекторе. В этом процессе замечательно следующее: **величина тока коллектора определяется** потоком дырок через левый переход, т. е. **напряжением** $U_{э.б}$; ведь только единицы и даже доли процента дырок ответвляются в цепь базы, а напряженность поля правого перехода всегда достаточна для втягивания дырок в коллекторную область, и потому величина напряжения на коллекторе мало влияет на ток коллектора. В этом последнем свойстве имеется аналогия с влиянием анодного напряжения пентода на величину тока анода.

Изложенные нами процессы в транзисторе и его свойства наглядно выражаются его характеристиками. Для лампового триода нам знакомы характеристики анодного тока и тока сетки. Для транзистора характеристики также представляют собой зависимости токов от прилагаемых напряжений.

Рассмотрим простую (но не всегда наилучшую) схему, которая изображалась на рис. 8-47 и 8-48 и которую можно назвать **схемой с общей базой**: в ней зажим базы является общей («заземленной») точкой для всех трех электродов. Условное изображение такой схемы дано на рис. 8-49, *а*. Включая показанные на ней измерительные приборы и отсчитывая токи при изменяемых скачками напряжениях, можно практически снять характеристики. Цепь эмиттера назовем **входной**, так как в нее будем включать источник сигнала; цепь коллектора назовем **выходной**, так как в нее будет включаться потребитель энергии сигнала. Зависимость $i_э = \varphi(u_{э.б})$ соответственно носит название **входной характеристики схемы** с общей базой. Зависимость же $i_к = f(u_{к.б})$ называется **выходной характеристикой** этой схемы.

Входная характеристика (рис. 8-49, *б*), т. е. зависимость тока эмиттера от напряжения эмиттер — база при неизменном напряжении коллектор — база, имеет сходство с характеристикой полупроводникового диода в пропускной области (см. рис. 8-43, *б*): ведь именно так приложено внешнее напряжение к левому *p-n* переходу. Если $u_{к.б} = 0$, т. е. коллектор соединен с базой накоротко, то мы имеем совершенно точно характеристику диода, идущую через начало координат; если же $u_{к.б}$ повышается, то характеристика идет незначительно выше, так как на эмиттерный переход напряжение коллектора влияет мало, как уже было нами указано. Поэтому в справочниках иногда ограничиваются всего лишь одной характеристикой входа для схемы с общей базой.

Выходные характеристики (рис. 8-49, *в*) начнем рассматривать с самой нижней, соответствующей $i_э = 0$, т. е. разрыву цепи эмиттера. Это — характеристика неуправляемого тока коллектора $I_{к0}$, начинающаяся из начала координат и представляющая собой ток через диод в обратном (запорном) направлении. При нормальной температуре для радиоприемных транзисторов неуправляемый ток исчисляется микроамперами. Выше располагается семейство характеристик коллекторного тока для

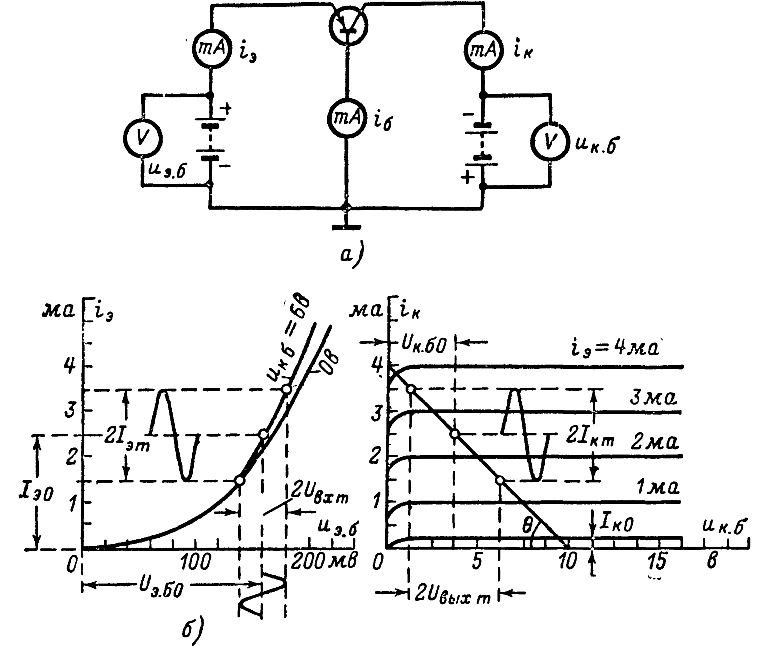


Рис. 8-49. Транзистор в схеме с общей базой.

а — схема; *б* — характеристики эмиттерного тока; *в* — характеристики коллекторного тока.

различных величин тока эмиттера. Мы знаем, что т о к к о л л е к т о р а п р о п о р ц и о н а л е н и п о ч т и р а в е н т о к у э м и т т е р а (за исключением малой доли носителей, «перехватываемых» базой). Поэтому характеристики прямолинейны, почти горизонтальны и расположены на равных интервалах. Небольшой подъем при перемещении вправо имеет причиной увеличение ширины правого перехода с ростом напряжения $u_{к.б}$ и, следовательно, уменьшение толщины базы, что приводит к меньшему проценту носителей, успевающих рекомбинироваться в области базы. Учтем, что откладывая напряжение $u_{к.б}$ вправо, мы не отмечаем его отрицательного знака, однако должны об этом помнить для приборов *p-n-p*.

Что же нам дает схема с общей базой и чем она нас не удовлетворяет? Включим во входную цепь источник напряжения сигнала $U_{э.б\,m}$ (рис. 8-50)

с амплитудой $U_{\text{вх}m}$, выбрав начальное положительное смещение $U_{\text{э. бо}}$ (рис. 8-49, *б*) с тем расчетом, чтобы развернуть сигнал на достаточно прямолинейном участке входной характеристики (без нелинейных искажений). Мы создадим в цепи эмиттера переменную составляющую тока с амплитудой $I_{\text{э}m}$. При амплитуде входного напряжения в несколько милливольт амплитуда тока окажется в несколько миллиампер, что свидетельствует о большой входной проводимости схемы (на рис. 8-49,*б* получается приблизительно $G_{\text{вх}} = I_{\text{вх}m}/U_{\text{вх}m} = 1 \cdot 10^{-3}/20 \cdot 10^{-5} = 0{,}05$ *сим*, а реально — не меньше сотых долей сименса); иначе говоря, входное сопротивление $R_{\text{вх}}$ составит лишь десятки *ом*.

Включим в той же схеме (рис. 8-50) нагрузочный резистор $R_{\text{н}}$ в цепь коллектора и будем считать напряжение сигнала на $R_{\text{н}}$ и мощность в нем полезным выходом транзисторного усилителя с общей базой. Вспомним, что пологие характеристики коллекторного тока (подобно анодным характеристикам пентода) свидетельствуют о большом внутреннем (выходном) сопротивлении $R_{\text{вых}}$ прибора. И это вполне понятно: коллекторный переход, смещенный запирающим напряжением, действительно имеет большое сопротивление (десятки и сотни тысяч *ом*). Поэтому резистор $R_{\text{н}}$ может быть взят свыше одного килоома с допустимым практическим снижением постоянного напряжения на коллекторе. На рис. 8-49, *в* нанесена прямая нагрузки под углом θ, соответствующим $R_{\text{н}} = 2\,500$ *ом*, при напряжении батареи $E_{\text{к. б}} = 10$ *в* [см., например, рис. 8-25]. Амплитуда переменного тока коллектора $I_{\text{к}m}$, очевидно, будет почти равна амплитуде тока эмиттера $I_{\text{э}m}$. Точнее

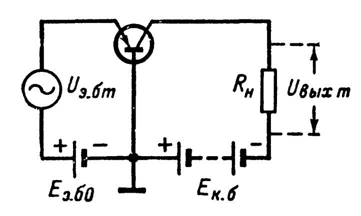


Рис. 8-50. Резистивный усилитель на транзисторе по схеме с общей базой.

$$I_{\text{к}m} = \alpha I_{\text{э}m}; \quad I_{\text{б}m} = (1 - \alpha) I_{\text{э}m}, \tag{8-20}$$

где $\alpha < 1$ есть та часть носителей зарядов, которая проходит от эмиттера к коллектору сквозь базу. Параметр транзистора α называется статическим коэффициентом передачи тока в схеме с общей базой (иногда α называют коэффициентом усиления тока, хотя в данной схеме ток ослабляется). Значение α может быть от 0,95 (в худших транзисторах) до 0,998 (в лучших транзисторах), а округленно $\alpha \approx 1$.

Коэффициент усиления напряжения в усилителе с общей базой, очевидно, будет больше единицы, если выходной ток почти равен входному, а нагрузочное сопротивление больше входного:

$$K = \frac{U_{\text{вых}m}}{U_{\text{э. б}m}} = \frac{I_{\text{к}m} R_{\text{н}}}{I_{\text{э}m} R_{\text{вх}}} = \alpha \frac{R_{\text{н}}}{R_{\text{вх}}}. \tag{8-21}$$

Итак, мы не только пояснили физически, но и определили количественно усиление напряжения сигнала транзистором в схеме с общей базой. Если принять, например, $\alpha = 98$ и если считать $R_{\text{вх}} = 50$ *ом*, а $R_{\text{н}} = 2\,500$ *ом*, то усиление напряжения получится

$$K = 0{,}98 \frac{2\,500}{50} \approx 50 \text{ раз.}$$

Усиление мощности окажется почти таким же, как и напряжения:

$$K_{м}=\frac{I_{кm}^{2}R_{н}}{I_{эm}^{2}R_{вх}}=\frac{U_{выхm}^{2}G_{н}}{U_{эбm}^{2}G_{вх}}=\alpha^{2}\frac{R_{н}}{R_{вх}}.$$

Теперь можно достаточно полно охарактеризовать усилитель, выполненный по схеме с общей базой. Он имеет очень малое входное сопротивление и очень большое внутреннее сопротивление выходной цепи. Значит, его применение целесообразно, если источник сигнала обладает малым внутренним сопротивлением (на рис. 8-50 мы его считали равным нулю) и если нагрузочное сопротивление можно выбрать большим (тысячи или хотя бы многие сотни *ом*).

Усиление тока оказалось меньше единицы ($K_{т}=\alpha$), а усиление мощности приблизительно равно усилению напряжения. Выходные характеристики располагаются равномерно и параллельно, что обеспечивает работу без нелинейных искажений (об этом будет рассказано в следующей главе).

Но имеется возможность включать транзистор и по другой схеме — по такой, которая позволит усиливать и напряжение и ток сигнала. Это — схема с общим эмиттером (рис. 8-51, *а*); в ней включение эмиттера подобно включению катода в ламповом усилителе, включение базы аналогично включению сетки, а коллектор включен сходно с анодом. Источник сигнала с амплитудой напряжения $U_{б.эm}$ включен в цепь базы и дополнен источником исходного смещения $E_{б.э0}$. Потребитель (например, резистор $R_{н}$) включается в цепь коллектора последовательно с источником питания $E_{к.э}$.

Рассмотрим характеристики схемы с общим эмиттером в статическом режиме, т. е. при короткозамкнутых зажимах сигнала и сопротивления $R_{н}$.

Входная характеристика есть зависимость тока базы от напряжения база — эмиттер при неизменном напряжении на коллекторе (рис. 8-51, *б*) Заметим, что в маломощных транзисторах ток базы составляет доли миллиампера (т. е. микроамперы). Характеристика при $u_{к.э}=0$ (при коротком соединении коллектора с эмиттером) представляет собой обычную диодную характеристику, снятую в прямом (пропускном) направлении. Если включить напряжение $u_{к.э}$, то у новой характеристики при тех же напряжениях на базе ток базы окажется уменьшенным, ибо коллектор теперь перехватывает носителя тока из области базы. При малом напряжении на базе ее ток даже становится обратным, так как в ее цепи начинает преобладать неуправляемый ток коллектора, идущий в проводе базы навстречу нормальному (см. рис. 8-48, *а*). Если еще повысить напряжение на коллекторе $u_{к.э}$ (на рис. 8-51, *б* вместо 2 *в* взять 5 *в*), то третья характеристика тока базы сместится незначительно; поэтому можно ограничиться одной единственной входной характеристикой, снятой при нормальном напряжении на коллекторе. Пусть для рис. 8-51, *б* такой единственной характеристикой будет самая правая характеристика, которая снята при $u_{к.э}=5$ *в*.

Выходная характеристика прибора при общем эмиттере есть зависимость тока коллектора от напряжения коллектор — эмиттер при неизменном токе базы. Приборы для снятия таких характеристик те же, что были на рис. 8-49, *а*. Нижняя характеристика в выходном семействе соответствует разрыву цепи базы ($i_{б}=0$). В этом случае от эмиттера к коллектору проходит сквозной ток $I_{к.э0}$, составляющий в радиоприемных транзисторах до сотен микроампер; иначе говоря, этот ток больше обычного обратного тока диода вследствие того, что часть

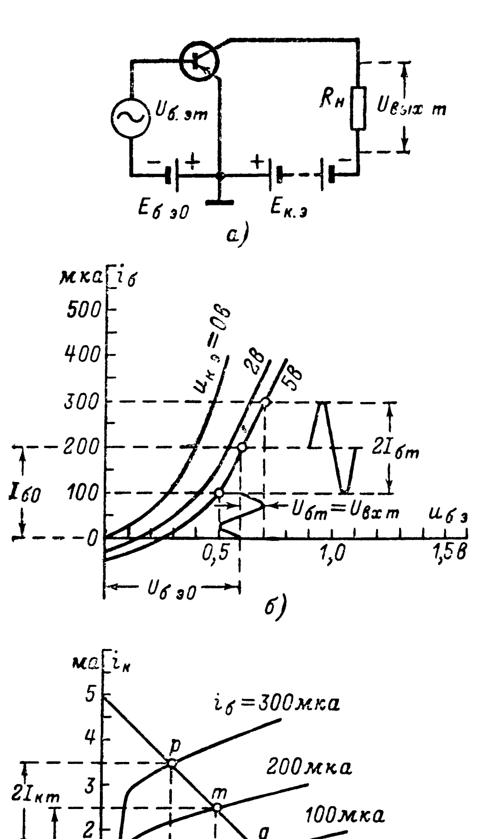


Рис. 8-51. Транзистор в схеме с общим эмиттером.

а — усилитель резистивного типа; *б* — входные характеристики; *в* — выходные характеристики.

напряжения коллектор — эмиттер падает на эмиттерном переходе в пропускном направлении.

Если установить определенный ток базы ($i_б > 0$), то выходная характеристика располагается выше, чем при нулевом токе базы (рис. 8-51, *в*). Действительно, если увеличился ток базы, то увеличится и ток эмиттера, от которого ток базы составляет небольшую долю, а вме-

сте с током эмиттера растет и ток коллектора. С ростом напряжения $u_{к.э}$ при данном токе $i_б$ ток на рабочем участке выходной характеристики несколько возрастет: ведь повышение напряжения на коллекторном переходе, уменьшая толщину базы, тем самым уменьшило бы ток базы; но мы поддерживаем $i_б = \text{const}$, для чего увеличиваем соответственно ток базы и ток эмиттера изменением смещения $u_{б.э}$. При следующем скачке тока базы мы получим новую характеристику, идущую выше и приблизительно параллельно предыдущей характеристике. Так можно снять семейство выходных характеристик, изображенное на рис. 8-51, *в*. Их рабочие участки несколько круче, чем у выходных характеристик при общей базе (см. рис. 8-49, *в*); значит, внутреннее (выходное) сопротивление транзистора при общем эмиттере меньше, чем при общей базе, и составляет тысячи или немногие десятки тысяч ом. Зато из рассмотрения рис. 8-51, *б* можно установить, что входное сопротивление составляет сотни и даже свыше тысячи ом. Этими параметрами схема с общим эмиттером существенно отличается от схемы с общей базой.

Прежде чем рассматривать усилительные свойства транзистора при общем эмиттере, обратим внимание на начальные участки выходных характеристик этой схемы. При приближении напряжения $u_{к.э}$ к нулю (но при включенной цепи базы) коллекторный ток резко падает до нуля («отсекается»), а затем идет в обратном направлении. Дело в том, что здесь на коллекторном переходе преобладающим оказывается напряжение, которое действует в пропускном направлении от источника цепи базы. Практически при работе транзистора в качестве усилителя появление обратного тока коллектора исключается, а потому важным оказывается лишь факт отсечки тока (и значение «отсекающего» напряжения на коллекторе).

Обратимся к усилительным свойствам транзисторной схемы с общим эмиттером (см. рис. 8-51, *а*). Она обладает возможностью усиливать ток сигнала. Действительно, если сопротивление резистора было бы равно нулю (короткое замыкание выходных зажимов), то амплитуда переменного тока коллектора $I_{кm}$ составила бы долю α от амплитуды переменного тока эмиттера $I_{эm}$. Входной же ток сигнала есть ток базы, который, как мы знаем, составит от тока эмиттера долю $(1 - \alpha)$. Значит,

$$I_{бm} = (1 - \alpha)\, I_{эm} = \frac{1 - \alpha}{\alpha} I_{кm}.$$

Отсюда усиление тока при короткозамкнутом выходе окажется

$$\frac{I_{кm}}{I_{бm}} = \frac{\alpha}{1 - \alpha} = \beta. \tag{8-22}$$

Параметр транзистора β называется статическим коэффициентом усиления тока для схемы с общим эмиттером. Здесь действительно ток усиливается, так как $\beta > 1$. Если, например, $\alpha = 0{,}98$, то $\beta = 0{,}98/(1 - 0{,}98) = 49$ раз. Физически усиление тока вполне понятно: в схеме с общим эмиттером сигнал при малом токе базы управляет большим током коллектора! В реальных усилителях (при наличии нагрузочного сопротивления) усиление тока будет меньше β.

Схема с общим эмиттером позволяет усиливать также и напряжение сигнала. Включив в цепь коллектора нагрузочный резистор $R_н$, составляющий (для примера) 2 000 *ом*, мы проведем динамическую (нагрузочную) характеристику под соответствующим углом θ (см. рис. 8-51, *в*).

При подаче на вход напряжения сигнала $U_{\text{вх}\,m} = 0{,}1$ *в* (для начального смещения, соответствующего току 200 *мка* при напряжении $u_{\text{к.э}} = 5$ *в*) мы создадим переменный ток в цепи базы $I_{\text{б}\,m} \approx 100$ *мка*. Тогда в семействе выходных характеристик рабочая точка будет перемещаться вверх и вниз по участку *ртq* динамической характеристики (между статическими характеристиками, приблизительно соответствующими токам базы 300 и 100 *мка*). Амплитуда выходного переменного напряжения составит $U_{\text{вых}\,m} \approx 2$ *в*. Значит, усиление напряжения

$$K = \frac{U_{\text{вых}\,m}}{U_{\text{вх}\,m}} \approx \frac{2}{0{,}1} = 20 \text{ раз.}$$

Усиление тока будет отличаться от статического значения β; для рис. 8-51 оно составит примерно:

$$K_{\text{т}} = \frac{I_{\text{к}m}}{I_{\text{б}m}} \approx \frac{10^{-3}}{10^{-4}} = 10 \text{ раз.}$$

Усиление же мощности окажется равным произведению коэффициентов усиления напряжения и тока:

$$K_{\text{м}} = KK_{\text{т}} = 20 \cdot 10 = 200 \text{ раз.}$$

Даже из этого (очень приближенного и случайного) примера становятся убедительными достоинства схемы усилителя с общим эмиттером. **Эта схема является**, действительно, **основной** для транзисторной усилительной техники.

8-9. МИНИАТЮРИЗАЦИЯ РАДИОЭЛЕКТРОННЫХ УСТРОЙСТВ

Транзисторы непрерывно совершенствуются и в смысле расширения области усиливаемых частот, и в отношении температурной стабильности параметров, и по величине мощности и т. д. Появляются новые конструкции и даже принципы работы транзисторов, перечислить которые здесь нет возможности. Но одним из самых замечательных направлений в разработке транзисторов является их **миниатюризация**, позволившая миниатюризировать и радиоэлектронную аппаратуру.

Наиболее прогрессивные области современной техники, — такие, например, как космические аппараты или самоорганизующиеся автоматические устройства управления — требуют применения сложнейшей, но высоконадежной и малогабаритной радиоэлектронной аппаратуры. Если для радиоаппаратуры отводится определенный объем и вес, то с усложнением задач, возлагаемых на эту аппаратуру, возрастающее число ее элементов требует уменьшения размеров последних. А это противоречит требованиям надежности: чем больше элементов, тем вероятнее выход из строя хотя бы одного из них, что приведет к порче аппаратуры; чем миниатюрнее элементы, тем ниже их механическая и электрическая прочность, т. е. меньше надежность каждого элемента. Сложный монтаж с огромным числом паек или сварок дорог и также ненадежен.

Возможность уменьшения размеров полупроводниковых приборов дала толчок к развитию микроминиатюризации аппаратуры в целом. Именно физика и техника твердого тела позволяют в заданном объеме изготовлять радиолектронные устройства, содержащие в тысячи раз большее число элементов, нежели обычная ламповая и даже полупроводниковая аппаратура, а автоматизированное производство удешевляет изделия и обеспечивает их надежность.

Первым шагом микроминиатюризации явилась разработка микромодулей, т. е. функциональных блоков (например, таких, как усилительный каскад и др.), имеющих стандартные размеры и объем около 1 $см^3$. Каждый микромодуль — это набор резисторов, конденсаторов, полупроводниковых диодов, транзисторов и других приборов, соединенных пайкой в требуемую схему и имеющих необходимые выводы наружу. Для прочности такой набор заливается твердеющим заполнителем. Из стандартных микромодулей, устанавливаемых на общей плате, собирается устройство в целом. Все детали, входящие в состав микромодуля, доводятся до предельно малых размеров; в частности, транзисторы имеют малый объем кристалла, а вместо обычного металлического корпуса защищаются твердеющими лаками и заливкой.

Но микромодуль — это предел уменьшения аппаратуры, составляемой из отдельных (дискретных) элементов; содеинительные проводники при дальнейшем уменьшении деталей стали бы занимать бо́льшую часть объема. Поэтому наряду с этой технологией возникли другие направления, известные под общим названием микроэлектроника.

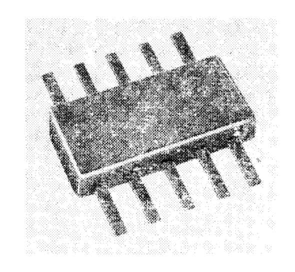


Рис. 8-52. Интегральная полупроводниковая схема.

Интегральной (т. е. объединенной, обобщенной) схемой называют такую микроэлектронную схему, которая целиком выполнена на поверхности или внутри единой «подложки» и состоит из участков или слоев, осуществляющих функции обычных радиоэлементов (пассивных и активных). Одним из классов интегральных схем являются тонкопленочные. В них на общую диэлектрическую подложку наносится последовательно совокупность слоев проводящих, полупроводниковых и изоляционных материалов, и эта совокупность образует активные и пассивные элементы, объединенные в функциональный узел или образующие устройство в целом. У нас первыми тонкопленочными аппаратами были радиоприемники «Эра» или «Микро». Но в этой технологии очень сложной оказывается именно задача создания тонкопленочных транзисторов, требующих, как мы помним, монокристаллического строения полупроводника.

Другой класс интегральных схем назван интегральными полупроводниковыми схемами. Для них характерно выполнение «элементов» не на поверхности изоляционной подложки, а внутри, в толщине твердого полупроводникового материала. Таким материалом обычно служит чистый кремний, а размеры вырезаемого из него кусочка в ряде случаев соизмеримы со спичечной головкой. Часто создаваемую в нем схему называют «твердой схемой», напоминая тем самым, что в основе данного вида технологии лежит физика твердого тела.

Твердая схема создается в чистом кристалле этапами обработки, которая представляет собой «вмешательство» в строение и физические свойства. Это «вмешательство» может быть, например, диффузией примесей, создающих электронно-дырочные переходы, которые способны выполнять функции диодов, конденсаторов, транзисторов и др. Таким путем в результате планомерной автоматизированной обработки внутри кусочка полупроводника образуется сверхминиатюрная схема, со-

ставленная из активных и пассивных элементов и способная выполнять ту или иную самостоятельную электрическую функцию. В качестве примера на рис. 8-52 в сильно увеличенном масштабе показана интегральная полупроводниковая схема. Размеры ее корпуса — длина 6,3 *мм*, ширина 3,2 *мм*. Но в этом корпусе размещено устройство, содержащее много десятков активных и пассивных элементов.

Итак, микроминиатюризация открывает пути разрешения противоречия между потребностью в сложных радиоэлектронных устройствах с огромным количеством деталей, с одной стороны, и необходимостью надежной работы этих устройств при их выполнении в малых габаритах и весах и при успешной автоматизации их массового производства, — с другой стороны. Нельзя, конечно, сказать, что вся радиоаппаратура будущего окажется микроминиатюрной; мощные передатчики или телевизионные трубки, естественно, не могут быть существенно сокращены в размерах. Но маломощная радиоэлектроника, и в первую очередь электронная вычислительная техника в своем развитии тесно связана с микросхематикой и с интегральным выполнением. Между прочим, твердые схемы являются очень высокой, но еще не предельной ступенью миниатюризации. Существенно и то обстоятельство, что с развитием миниатюрной электроники тесно связан прогресс в производительности научного труда (логическая, вычислительная техника и т. п.).

8-10. ЭЛЕКТРОННОЛУЧЕВЫЕ ТРУБКИ

Электроннолучевые трубки — это электровакуумные приборы, предназначенные для преобразования электрических сигналов в видимые (световые) изображения. Такие приборы находят широкое применение в телевизионном приеме, в радиолокации, в контрольно-измерительной технике и во многих других областях радиоэлектроники. Они основаны на создании пучка (луча) электронов с малым поперечным сечением и с относительно большой длиной (иногда десятки сантиметров) и на отклонении этого пучка с помощью электрического или магнитного поля.

Создание тонкого пучка (фокусировка потока электронов) и его отклонение могут осуществляться взаимодействием движущихся электронов либо с электрическим, либо с магнитным полем. Соответственно электроннолучевые трубки применяются трех типов: с электростатическим управлением (где и фокусировка, и отклонение осуществляются электрическим полем); с магнитным управлением (где луч фокусируется и отклоняется магнитным полем); со смешанным управлением (фокусировка электростатическая, а отклонение магнитное, либо наоборот).

Рассмотрим первоначально трубку с электростатическим управлением, предназначенную в научном эксперименте и практической аппаратуре для зрительного (визуального) наблюдения разнообразных электрических процессов. Такая трубка составляет основу электронного осциллографа.

Простейшая осциллографическая трубка (рис. 8-53) выполняется в стеклянном баллоне. На внутренней поверхности широкого торца баллона нанесен слой вещества, способного светиться под действием электронной бомбардировки (люминофор). Этот слой служит экраном, на котором и осуществляется преобразование электрического процесса в световое изображение.

Со стороны цоколя внутри трубки имеются катод k косвенного накала и три цилиндрических электрода, охватывающих ось трубки и

образующих «электронный прожектор» для создания пучка электронов. Ближайший к катоду управляющий электрод — модулятор *м* охватывает катод и пропускает поток электронов лишь через отверстие в своем торце. Давая на модулятор тот или иной отрицательный потенциал относительно катода, можно изменять плотность потока электронов и тем самым регулировать яркость свечения экрана (модуляция света по яркости).

Далее за управляющим цилиндром размещены два анода цилиндрической формы с диафрагмами (т. е. с перегородками, имеющими центральные отверстия). На анод a_1 подается относительно катода постоянное напряжение не более 300—400 *в*, а на анод a_2 — постояннсе напряжение от 600 *в* и до нескольких тысяч вольт. Электроны ускоряются электрическим полем анодов и пролетают сквозь них к экрану. Благодаря наличию

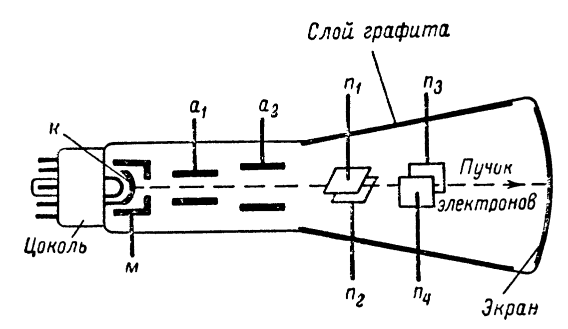


Рис. 8-53. Устройство электроннолучевой трубки с электростатическим управлением.

диафрагм, а также благодаря воздействию продольного электрического поля, образующегося между анодами, электронный поток фокусируется в тонкий луч и наблюдается в центре экрана в виде светящегося пятнышка.

По пути от второго анода до экрана электронный луч проходит еще поочередно между двумя парами пластин, закрепленных во взаимно перпендикулярных плоскостях и имеющих выводы наружу. Если между пластинами одной пары нет напряжения, то такая пара на электронный луч не влияет. Если же включить между пластинами напряжение, то между ними образуется поперечное электрическое поле, которое вызовет отклонение луча, т. е. перемещение светлого пятна по экрану. Поэтому пластины называются отклоняющими; трубка закрепляется так, чтобы пара пластин $п_1$ и $п_2$ отклоняла пятно в вертикальном, а пара пластин $п_3$ и $п_4$ — в горизонтальном направлении.

Все электроды, показанные на рис. 8-53, имеют выводы к штырькам цоколя трубки; штырьками трубка вставляется в специальную панельку. Для того чтобы экран не заряжался электронами отрицательно и не тормозил движение последующих электронов, используется вторичная эмиссия экрана: вторичные электроны притягиваются заземленным слоем графита, покрывающим изнутри коническую часть трубки и несущим на себе положительный потенциал относительно экрана.

На рис. 8-54 схематически представлен один из многочисленных возможных вариантов подачи внешних напряжений на трубку осциллографа. Положительный полюс высоковольтного источника питания *E*

присоединен (через сопротивление) к аноду a_2 и заземлен через корпус осциллографа. К аноду a_2 присоединены по одной из парных отклоняющих пластин. Анод a_1 подключен к движку потенциометра R_1, дающему возможность выбрать пониженный положительный потенциал по отношению к катоду и тем достигнуть фокусировки, т. е. минимального размера светлого пятна. Модулятор же находится под отрицательным по отношению к катоду потенциалом; перемещением движка потенциометра R_2 регулируется яркость пятна. Между отклоняющими пластинами включены напряжения горизонтального $U_г$ и вертикального $U_в$ отклонения, а также потенциометры R_3 и R_4 для сдвигов пятна по экрану.

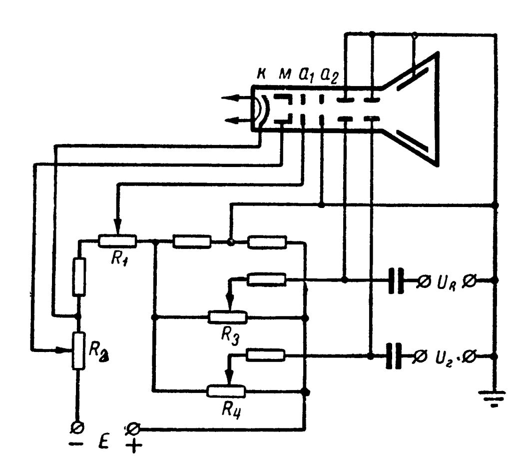


Рис. 8-54. Примерная схема включения осциллографической трубки.

Чувствительностью трубки называется величина отклонения пятна (в миллиметрах) при изменении напряжения между пластинами той или иной пары на 1 *в*. Обычные осциллографы имеют чувствительность 0,1—0,5 *мм/в*. Следовательно, заметное отклонение достигается при напряжениях порядка десятков вольт. Если необходимо обнаружить воздействие меньших напряжений, то перед подачей на пластины эти напряжения усиливаются.

Среди разнообразных практических применений осциллографа существенное место принадлежит так называемой «линейной развертке» периодических электрических процессов, дающей возможность наблюдать, так сказать, «графическое» представление этих процессов на экране. С этой целью на пластины горизонтального отклонения (ось X) подают периодическое напряжение развертки $U_р$ в форме зубцов пилы, получаемое от специального вспомогательного генератора. На рис. 8-55 ось времени для этого напряжения направлена вниз. На участке OA это напряжение возрастает пропорционально времени (линейно) и отклоняет пятно по горизонтали. При резком падении напряжения (вертикальный срез зубца пилы — участок AB) пятно быстро возвращается в исходное положение. Если зубцы пилы повторяются более 20 раз в секунду, то наблюдатель видит на экране светлую горизонтальную по-

лоску, длина которой пропорциональна «высоте» AB зубца пилы, а толщина равна диаметру пятна.

Одновременно с этим на пластины вертикального отклонения (ось Y) подают периодическое напряжение $U_п$ исследуемого электрического процесса. На рис. 8-55 ось времени этого процесса направлена вправо, а сам процесс имеет форму, например, периодически повторяющихся импульсов. Если частота пилообразного напряжения равна частоте исследуемого процесса (здесь частоте повторения импульсов), то за время одного перемещения по горизонтали пятно совершит одно вертикальное отклонение, и эти вертикальные отклонения будут на экране повторяться, налагаясь друг на друга и давая видимое изображение импульса, как и показано на рис. 8-55.

Если сверх всего сказанного на управляющий электрод включать импульсы напряжения с известным периодом повторения, то на развернутом изображении процесса появятся «яркостные» отметки времени, по которым можно определять длительность изучаемых импульсов и длительность периода их повторения. Что касается генератора напряжения развертки, то на него возлагается задача создания пилообразного напряжения регулируемой частоты и предъявляется требование поддержания синхронизма с изучаемым процессом.

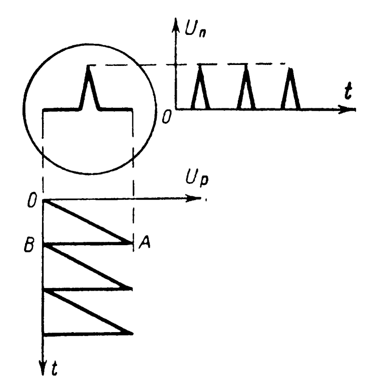


Рис. 8-55. Развертка периодического процесса на экране осциллографа.

Для изучения принципа работы электроннолучевых трубок с магнитным управлением необходимо предварительно ознакомиться с законом движения электрона в магнитном поле. Если бы неподвижный электрон находился в магнитном поле, он не испытывал бы никакого воздействия со стороны последнего. Если же электрон движется в магнитном поле, то может возникнуть сила, действующая на электрон и подобная по своей природе той силе, которая действует в магнитном поле на проводник с током. Значит, когда электрон движется вдоль магнитной силовой линии, сила также равна нулю.

Рассмотрим случай движения электрона в плоскости, перпендикулярной направлению магнитных линий однородного поля. В этом случае на электрон действует сила F, направление которой определяется правилом левой руки, причем за направление тока следует считать направление, обратной скорости движения электрона (рис. 8-56). Сила направлена перпендикулярно скорости электрона v и вектору напряженности магнитного поля H. Численно эта сила выразится так:

$$F = e\mathrm{H}v,$$

где e — заряд электрона.

Вследствие того, что сила перпендикулярна направлению движения электрона, она не совершает работы, т. е. не увеличивает и не уменьшает его энергии. Но она искривляет траекторию электрона, заставляя его отклоняться от первоначального направления. Электрон, первоначально двигавшийся прямолинейно, приобретает круговую траекторию,

радиус которой легко вычислить, если учесть, что сила F — центростремительная и равна mv^2/ρ, где m — масса электрона, v — его скорость, ρ — радиус окружности движения:

$$eHv = \frac{mv^2}{\rho}, \quad \text{т. е.} \quad \rho = \frac{mv}{eH}. \tag{8-23}$$

Поскольку m/e постоянно, радиус кривизны траектории будет тем меньше, чем больше напряженность поля и чем меньше скорость электрона. Медленные электроны в сильном магнитном поле искривляют путь («закручиваются») сильнее, чем быстрые электроны в слабом поле.

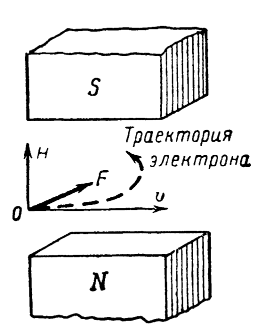


Рис. 8-56. Движение электрона в перпендикулярном магнитном поле.

Воздействие магнитного поля на поток электронов очень широко используется в технике. В частности, в электроннолучевых трубках магнитное поле может служить и для фокусировки, и для отклонения электронного пучка.

Магнитная фокусировка осуществляется с помощью фокусирующей катушки *ФК*, надеваемой коаксиально на узкую часть электроннолучевой трубки (рис. 8-57, *а*). В трубке имеются управляющий электрод (модулятор) и анод. Иногда в качестве анода используется графитовый слой на внутренней поверхности трубки с подводимым к нему положительным потенциалом. Электроны, летящие вдоль оси трубки, не испытывают воздействия поля катушки и движутся прямо к экрану. Электроны же, отклоняющиеся от оси трубки, приобретают составляющую скорости, перпендикулярную линиям магнитного поля. Эти электроны «закручиваются» в сторону оси трубки. Напряженность магнитного поля должна быть подобрана такой, чтобы электроны встречались в одной точке на поверхности экрана. Это достигается регулировкой постоянного тока, питающего катушку.

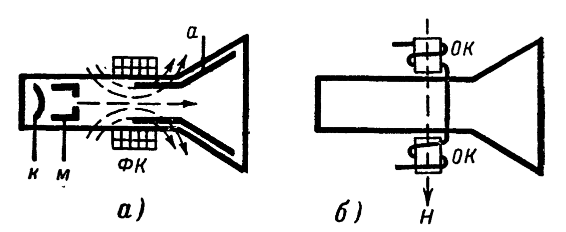


Рис. 8-57. Электроннолучевая трубка с магнитным управлением.

а — принцип фокусировки; *б* — принцип отклонения.

Для магнитного отклонения пучка электронов применяются две последовательно и «согласно» включенные отклоняющие катушки *ОК*, создающие магнитное поле, перпендикулярное потоку электронов (рис. 8-57, *б*). Электрон, пролетающий в поле этих катушек, искривляет тра-

екторию, а после выхода из магнитного поля движется прямолинейно уже по измененному направлению. Чем больше ток, питающий катушки, тем больше отклонение пятна на экране. Для отклонений в горизонтальной и вертикальной плоскостях на трубку налагаются две пары катушек с взаимно перпендикулярными осями.

Современные кинескопы, т. е. телевизионные приемные трубки, в большинстве своем имеют магнитную фокусировку и магнитное отклонение.

Глава девятая

УСИЛИТЕЛИ ПЕРВИЧНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

9-1. НАЗНАЧЕНИЕ И КЛАССИФИКАЦИЯ УСИЛИТЕЛЕЙ

Усилителем называется устройство, которое позволяет получить электрические колебания большей мощности, чем мощность колебаний, управляющих его работой. Получаемая от усилителя энергия электрических колебаний создается за счет расхода энергии источника питания усилителя. Преобразователем энергии постоянного тока источника питания в энергию усиленных колебаний служит электронная лампа или транзистор, которые управляются усиливаемыми колебаниями.

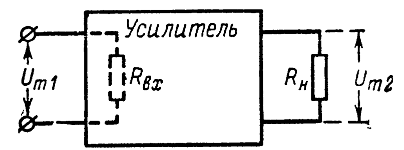


Рис. 9-1. Структурная схема включения усилителя.

Зажимы усилителя, к которым подводятся управляющие колебания, называются входными зажимами, или, короче, **входом** усилителя. Источник усиливаемых колебаний (источник сигнала) создает на входе переменное напряжение с амплитудой U_{m1} (рис. 9-1.). Для источника усиливаемых колебаний сам усилитель представляет собой некоторое сопротивление $R_{вх}$, называемое **входным сопротивлением усилителя**.

Конечно, входное сопротивление служит лишь мерой для оценки той нагрузки, которую испытывает источник сигнала, воздействующий, например, на промежуток сетка — катод лампы или на электронно-дырочный переход полупроводникового прибора и расходующий мощность $P_{вх}$. Заменяя условно истинный потребитель на входе простым активным сопротивлением $R_{вх}$, мы определим величину этого сопротивления из соотношения

$$P_{вх} = \frac{U_{m1}^2}{2R_{вх}}. \quad (9\text{-}1)$$

Пусть, например, амплитуда входного напряжения $U_{m1} = 1$ *мв* $= 1 \cdot 10^{-3}$ *в*, а мощность, расходуемая при этом на входе, $P_{вх} = 10^{-10}$ *вт*. Тогда входное сопротивление

$$R_{вх} = \frac{U_{m1}^2}{2P_{вх}} = \frac{10^{-6}}{2 \cdot 10^{-10}} = 5\,000 \text{ ом}.$$

Выгодно иметь входное сопротивление по возможности бо́льшим, чтобы уменьшить расход мощности источника сигнала; однако не всегда удается создать усилитель с большим входным сопротивлением.

К выходным зажимам усилителя присоединяется сопротивление $R_н$, которое мы называем нагрузочным сопротивлением или сопротивлением-потребителем. На нем создается переменное напряжение U_{m2} и выделяется мощность усиленных колебаний

$$P_{вых} = \frac{U_{m2}^2}{2R_н}. \qquad (9\text{-}2)$$

Для оценки успешности работы усилителя вводится понятие о коэффициенте усиления мощности:

$$K_м = \frac{P_{вых}}{P_{вх}}. \qquad (9\text{-}3)$$

Однако, как мы увидим ниже, это не единственный показатель работы усилителя.

В большинстве приборов радиоэлектронной техники требуется коэффициент усиления, недостижимый для одной лампы или одного транзистора. Тогда усилитель составляется из нескольких усилительных каскадов. Усилительным каскадом называют сочетание лампы (или транзистора) со всеми относящимися к ней элементами схемы, определяющими режим и результат работы. Колебания, усиленные первым каскадом, подаются на вход второго каскада и т. д. Источники же питания в большинстве случаев являются общими для всех каскадов усилителя.

В радиовещательных приемниках задача последнего, так называемого выходного (или оконечного) каскада состоит в том, чтобы отдать нагрузочному сопротивлению (например, громкоговорителю) мощность, требуемую для его нормальной работы, т. е. обеспечить должные амплитуды напряжения на потребителе и тока в нем. Предыдущие каскады имеют задачу обеспечить достаточное воздействие сигнала на вход последнего каскада, чтобы он отдал потребителю требуемую мощность. Эти каскады можно назвать каскадами предварительного усиления. Если речь идет об усилителе на электронных лампах, работающих без токов в цепях сеток (в области отрицательных сеточных смещений), то такие лампы, как мы знаем, расходуют ничтожную мощность на входе (см. рис. 8-22 или 8-24). В таком случае оценивать успешность работы каскада следует коэффициентом усиления напряжения, т. е. отношением амплитуды выходного напряжения каскада к амплитуде его входного напряжения:

$$K = \frac{U_{m2}}{U_{m1}}. \qquad (9\text{-}4)$$

Разумеется, в каждом каскаде мощность на выходе обязательно должна быть больше мощности на входе. Именно этим активный каскад отличается от пассивного четырехполюсника (например, простого трансформатора), который может повысить напряжение, но не увеличивает мощности.

Коэффициент усиления мощности связан с коэффициентом усиления напряжения. Если в выражение (9-3) подставить значения $P_{вх}$ и $P_{вых}$ из формул (9-1) и (9-2), то получим:

$$K_м = \left(\frac{U_{m2}}{U_{m1}}\right)^2 \frac{R_{вх}}{R_н} = K^2 \frac{R_{вх}}{R_н}. \qquad (9\text{-}5)$$

При малом значении сопротивления нагрузки по сравнению с входным сопротивлением ($R_н < R_{вх}$) усиление мощности может быть полу-

чено даже в тех каскадах, где коэффициент усиления напряжения меньше единицы. К таким каскадам часто относятся выходные каскады, работающие на громкоговоритель с малым сопротивлением. Мощность в этом случае достигает требуемой величины благодаря большой амплитуде тока в потребителе.

Каскады на транзисторах, в отличие от ламповых каскадов, вообще не могут работать при отсутствии тока во входной цепи. Поэтому для них существенным показателем успешности работы служит также коэффициент усиления тока:

$$K_{т} = \frac{I_{m2}}{I_{m1}}, \tag{9-6}$$

где I_{m2} — амплитуда тока в нагрузочном сопротивлении, а I_{m1} — амплитуда тока во входной цепи.

Нетрудно понять, что коэффициент усиления мощности (при активных выходном и входном сопротивлениях) равен произведению коэффициентов усиления напряжения и тока:

$$K_{м} = KK_{т}. \tag{9-7}$$

Для многокаскадного усилителя общий коэффициент усиления равен, естественно, произведению «одноименных» коэффициентов усиления, т. е.

$$K_{общ} = K_1K_2K_3 \ldots;$$
$$K_{т.\,общ} = K_{т1}K_{т2}K_{т3} \ldots;$$
$$K_{м.\,общ} = K_{м1}K_{м2}K_{м3} \ldots$$

При вычислении общего коэффициента усиления удобно перемножение чисел заменить сложением их логарифмов. За логарифмическую единицу усиления мощности принят децибел (*дб*). Один децибел есть десятая часть единицы десятичного логарифма отношения мощностей. Значит, число децибел равно $lg P_{вых}/P_{вх}$, умноженному на 10:

$$K_{[дб]} = 10 \lg \frac{P_{вых}}{P_{вх}}.$$

Так, например, усилению мощности в 10 раз соответствует 10 *дб*, а усиление в 1 000 раз составляет 30 *дб*.

Очевидно, что

$$K_{общ\,[дб]} = K_{1\,[дб]} + K_{2\,[дб]} + \ldots$$

Прологарифмируем теперь равенство (9-5), получим:

$$K_{[дб]} = 10 \lg \left[\left(\frac{U_{m2}}{U_{m1}}\right)^2 \frac{R_{вх}}{R_{н}}\right] = 20 \lg \frac{U_{m2}}{U_{m1}} + 10 \lg \frac{R_{вх}}{R_{н}}.$$

В том частном случае, когда $R_{вх} = R_{н}$, имеем:

$$K_{[дб]} = 20 \lg \frac{U_{m2}}{U_{m1}}.$$

Значит, если нас интересует усиление напряжения, мы должны его выражать в логарифмических единицах так:

$$K_{[дб]} = 20 \lg K.$$

Например, когда напряжение увеличилось на 6 *дб*, мы говорим о его повышении вдвое:

$$K = 10^{K[\partial б]/20} = 10^{6/20} \approx 2.$$

Уменьшению напряжения на 3 *дб* соответствует его снижение приблизительно в $\sqrt{2} = 1{,}41$ раз или до 0,7 исходного значения; это граница полосы пропускания колебательного контура — см. формулу (2-51).

Итак, первым из показателей работы усилительного каскада и усилителя в целом является его коэффициент усиления. Вторым показателем назовем полосу частот усиления (иногда говорят полосу пропускания). Это — область частот, в пределах которой коэффициент усиления приблизительно постоянен и лишь на границах которой он снижается в допустимое число раз.

В смысле размещения полосы пропускания на оси частот можно (достаточно грубо) разделить усилительные каскады на два больших класса: усилители первичных сигналов и усилители радиосигналов. Сигналами первичной формы (иногда их называют также управляющими сигналами) являются электрические процессы, непосредственно отображающие собой передаваемое сообщение. Это — посылки постоянного тока в телеграфии, которые соответствуют коду букв алфавита; это — токи звуковых частот в телефонии, создаваемые микрофоном под воздействием речи или музыки; это, наконец, импульсы тока, отображающие передаваемую сцену с помощью телевизионной передающей трубки и устройств развертки к ней. В радиопередающих устройствах сигналы первичной формы должны усиливаться и затем управлять колебаниями радиопередатчика (осуществлять модуляцию). В радиоприемниках сигналы первичной формы восстанавливаются путем преобразования в процессе детектирования принятых от передатчика колебаний; восстановленные первичные сигналы после должного усиления воздействуют на записывающий телеграфный аппарат или на громкоговоритель, или же управляют лучом кинескопа.

Передающая антенна излучает, а приемная антенна извлекает радиосигналы, т. е. колебания радиочастоты, подвергнутые управлению первичными сигналами. В составе радиосигналов нет колебаний первичной формы, так как излучаться могут лишь электромагнитные поля высокой частоты. Радиосигналы нуждаются в усилении: например, в передающем устройстве — от модулируемого каскада до антенны — с целью повысить мощность излучения, а в приемном устройстве — от антенны до детектора — с целью довести мощность радиосигнала до уровня, требующегося для успешного детектирования. Значит нужны и усилители радиосигналов.

В чем же принципиальное отличие усилителей первичных сигналов от усилителей радиосигналов? В том, что полоса пропускания первичных сигналов начинается почти от нулевой частоты, а практически чаще всего от десятков или сотен герц; простирается же эта полоса для телефонных (звуковых) сигналов до нескольких килогерц, а для телевизионных сигналов — до нескольких мегагерц. Например, в профессиональной телефонной связи установлена полоса первичных сигналов от 300 до 3 400 *гц*, а в радиовещании первичные сигналы, отображающие музыку, требуют полосы по крайней мере от 100 до 10 000 *гц*. Полоса телевизионных первичных сигналов (видеосигналов) начинается десятками герц и простирается

до 5—6 *Мгц*. Иногда усилители первичных сигналов называются усилителями колебаний низкой частоты, но, как мы видим, такое название не очень пригодно для телевидения, где в первичную полосу входят частоты в несколько мегагерц, которые по существу являются высокими. Поэтому термин «усилители низкой частоты» мы будем относить только к аппаратуре звуковых частот.

Для всех усилителей первичных сигналов характерно очень большое отношение верхней частоты к нижней частоте полосы пропускания: по названным нами крайним частотам это отношение будет в радиовещании — около ста раз, а в телевидении — десятки тысяч раз! Явления резонанса, способные выделить относительно узкий участок частот, совершенно нежелательны для таких усилителей. Поэтому в смысле построения схем усилители первичных сигналов следует выполнять апериодическими. Среди них усилители колебаний звуковых частот можно считать узкополосными, а усилители видеосигналов — широкополосными.

Усилители радиосигналов (их иногда называют усилителями колебаний высокой частоты) имеют полосу пропускания, располагающуюся около некоторой центральной частоты, которая, например, соответствует длине волны передатчика. Полоса частот (т. е. ширина спектра) радиосигнала по абсолютной величине в большинстве случаев превосходит примерно вдвое полосу своего первичного сигнала; отношение же верхней частоты к нижней лишь немного отличается от единицы. Так, для радиовещательной передачи на частоте 10^6 *гц* (т. е. $\lambda = 300$ *м*) спектр радиосигнала простирается от $(10^6—10^4)$ до $(10^6 + 10^4)$ *гц*, и отношение граничных частот спектра равно $1\,010\,000/990\,000 \approx 1{,}02$, а отличие составляет лишь 2%. Именно в этом и состоит основная разница между усилителями радиосигналов и первичных сигналов. При столь малых значениях относительной полосы усилителя радиосигналов, как правило, выполняются резонансными, т. е. содержащими колебательные цепи. Вместе с тем с точки зрения абсолютной ширины полосы пропускания резонансные усилители тоже можно делить на узкополосные (например, радиотелефонные) и широкополосные (например, радиотелевизионные).

В настоящей главе мы рассмотрим усилители первичных сигналов, — сначала для колебаний звуковых частот, т. е. узкополосные, а затем и широкополосные. Усилители радиосигналов мы отнесем к главе «Радиоприемные устройства», подходя к которой, читатель уже будет знаком с процессом создания радиосигналов в передатчике и со спектрами таких сигналов.

9-2. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ ОБ УСИЛИТЕЛЯХ КОЛЕБАНИЙ НИЗКОЙ (ЗВУКОВОЙ) ЧАСТОТЫ

Каскад усиления колебаний низкой частоты получает свое наименование по двум основным признакам: по типу активного прибора (триод, пентод или транзистор) и по виду нагрузочного элемента, включаемого в выходную цепь (резистор, дроссель, трансформатор и др.). Так, например, мы можем встретить ламповые или транзисторные каскады усиления на резисторах и на трансформаторах и др. Особняком в этой классификации стоят выходные (оконечные) каскады усилителей, для которых основным нагрузочным элементом служит громкоговоритель. Что касается усилительных каскадов телевизионного тракта, то

они в большинстве своем относятся к схемам на резисторах, но с существенными особенностями.

Сейчас мы займемся изучением каскадов предварительного усиления колебаний звуковых частот.

Требования, предъявляемые к низкочастотному усилительному каскаду, могут носить радиотехнический, конструктивный и экономический характер. Мы остановимся лишь на радиотехнических требованиях. Они заключаются в том, чтобы каскад обеспечивал достаточный коэффициент усиления в требуемой полосе звуковых частот при искажениях, не превосходящих допустимой величины.

Чем шире полоса частот, тем сложнее задача равномерного усиления любого колебания в этой полосе. Неравномерное же усиление звуковых колебаний различных частот приводит к потере естественности звука, т. е. к его искажениям. Такого рода искажения называются амплитудно-частотными, или короче, **частотными** искажениями.

Для наглядной оценки свойственных усилителю частотных искажений служит амплитудно-частотная (или просто частотная) характеристика, либо получаемая расчетным путем, либо снимаемая при помощи измерительной аппаратуры. **Частотная характеристика** представляет собой зависимость коэффициента усиления каскада (или усилителя в целом) от частоты.

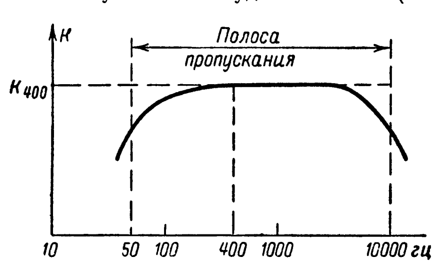


Рис. 9-2. Пример частотной характеристики усилителя низкой частоты.

На рис. 9-2 приводится одна из возможных частотных характеристик усилителя низкой частоты. Для того чтобы ход характеристики был более наглядным в области как нижних, так и верхних частот, масштаб оси частот берется логарифмическим, т. е. неравномерным. Коэффициент усиления откладывается по вертикальной оси либо в абсолютных, либо в относительных цифрах (по отношению, например, к коэффициенту усиления на частоте 400 *гц*). Характеристика, показанная на рис. 9-2, имеет снижения («западания») на нижних и на верхних частотах по сравнению со средними. Возможны и подъемы усиления в некотором участке частот. Причинами неравномерности являются реактивные сопротивления, неизбежно имеющиеся в лампах (междуэлектродные емкости), в транзисторах (емкости *p-n* переходов) или же включаемые во внешние цепи.

Точно одинаковую величину усиления во всей заданной полосе частот обеспечить невозможно, но это и не требуется, так как снижение усиления на 30% (до 0,7 K_{400}, т. е. на 3 *дб*) практически не отражается на художественности звучания (в профессиональной связи — на разборчивости речи). Полоса частот, лежащая между ординатами, которые составляют 0,7 K_{400}, может быть названа **полосой пропускания** усилителя. Обычно в современных приемниках регуляторы тембра позволяют уменьшать полосу пропускания как со стороны нижних, так и со стороны верхних частот, чтобы ослаблять возможные помехи. Подавление верхних частот делает тембр неестественно глухим, а подавление нижних частот — неестественно свистящим.

С увеличением числа каскадов повышается **чувствительность** усилителя, т. е. его способность воспроизводить слабые сиг-

налы. Но одновременно увеличивается и неравномерность частотной характеристики. Если, например, на нижней частоте характеристика снижается до 0,7 по сравнению со средним уровнем в одном каскаде, то три таких каскада дадут снижение общей характеристики до $0{,}7^3 = 0{,}34$ от величины среднего уровня. Иначе говоря, требования к каждому каскаду строже, нежели к усилителю в целом.

Сущность частотных искажений заключается в том, что в составе выходного сигнала соотношение между амплитудами колебаний разных частот получается иным, нежели в составе входного сигнала. Но может при усилении измениться также соотношение фаз отдельных колебаний в составе сигнала, так как фазовые сдвиги зависят от частоты. Такого рода искажения называются фазо-частотными или просто фазовыми.

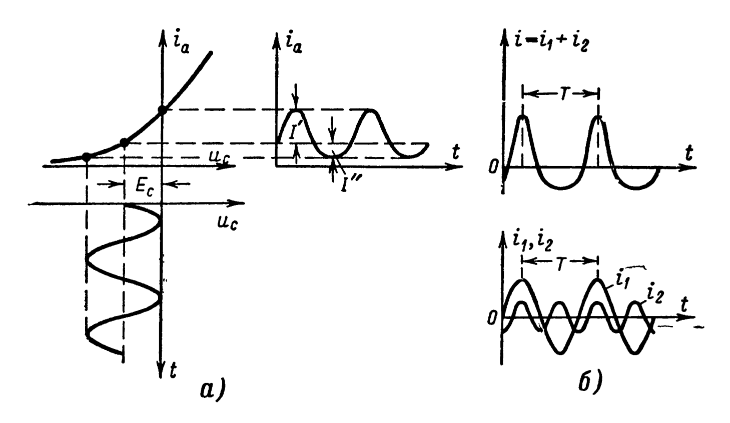


Рис. 9-3. Нелинейные искажения.

а — происхождение искажений; *б* — анализ искаженного колебания.

Для качества звукового воспроизведения сигнала эти искажения не играют роли, так как слух человека не обнаруживает изменений в фазовых соотношениях отдельных звуковых колебаний. Зато при телевизионном приеме фазовые искажения приводят к порче изображения, и с ними приходится считаться.

И частотные, и фазовые искажения могут быть названы линейными, так как причиной их являются емкости и индуктивности каскада, т. е. элементы, не нарушающие пропорциональности между напряжением и током. Лампа и транзистор, как мы знаем, выбором исходных напряжений ставятся в условия усиления на линейных участках характеристик (см., например, рис. 8-22 и 8-51). Но при увеличении амплитуды сигнала вероятен выход за пределы прямолинейного участка характеристики. В этом случае форма сигнала искажается, как показано, например, на рис. 9-3, *а*. Такого рода искажения называются **нелинейными**. Причиной нелинейных искажений во входной цепи каскада может быть также сеточный ток, импульсы которого проходят, как мы помним из рис. 8-28, лишь во время воздействия положительного напряжения на сетку.

Периодическое, но несинусоидальное колебание, примером которого служит анодный ток на рис. 9-3, *а*, может быть разложено на ряд сину-

соидальных колебаний с частотами, кратными основной. Эти составляющие колебания, как нам известно, называются гармониками несинусоидального процесса. На рис. 9-3, *б* верхняя кривая — несинусоидальное периодическое колебание, нижние же кривые — первая и вторая гармоники этого колебания. Если произвести сложение ординат обеих гармоник (с учетом их знаков), то приблизительно получим верхний график. Искаженная форма анодного тока на рис. 9-3, *а* имеет в своем составе большее число гармоник (теоретически бесконечное число), а также постоянную составляющую (т. е. гармонику «нулевой частоты»).

Итак, математически нелинейные искажения рассматриваются как образование высших гармоник, не свойственных первичному сигналу. Практически же эти искажения приводят к снижению художественности музыки или разборчивости речи. Поэтому требование работы на прямолинейном участке динамической характеристики является одним из требований к режиму усилительного каскада. Выполнить это требование в оконечном каскаде сложнее, чем в предварительных, так как на входе оконечного каскада амплитуды больше, чем в предыдущих. Чтобы появление высших гармоник не обнаруживалось на слух, амплитуда наиболее выраженной из них должна быть менее 5% амплитуды основной гармоники; это отношение и служит коэффициентом (мерой) нелинейных искажений.

Криволинейностью характеристик активных усилительных приборов ограничивается также динамический диапазон звука, воспроизводимого после усиления, т. е. превосходство амплитуды самого громкого звука над амплитудой самого тихого. Иногда и в этом отношении ставятся требования к усилительному каскаду, ранее других угрожающему «перегрузкой», т. е. выходом рабочей точки за пределы линейного участка характеристики.

Рабочей точкой мы называем точку на характеристике, соответствующую мгновенному значению входного напряжения, т. е. перемещающуюся по рабочему участку характеристики с изменениями входного напряжения. При нулевом напряжении сигнала рабочая точка находится в «исходном» положении (точка покоя).

Наличие нелинейных участков и своеобразное расположение характеристик разных усилительных приборов вынуждает прибегать к графическому способу определения точки покоя (см., например, рис. 8-51). В случае воздействия сильных сигналов соотношения между напряжениями и токами в приборе также носят нелинейный характер (отсутствует пропорциональность), поэтому и для определения переменных составляющих напряжений и токов, а значит, и для нахождения величин усиления приходится прибегать к помощи графиков. Если же действуют слабые сигналы (не свыше долей вольта), то участки характеристик, по которым перемещается рабочая точка, можно считать прямолинейными. Тогда соотношение переменных токов и напряжений будет выражаться постоянными величинами (например, проводимостями). Эти постоянные величины следует называть параметрами усилительного прибора для слабых сигналов.

Мы уже имели дело в гл. 8 с параметрами лампы и с некоторыми параметрами транзистора. Параметры определялись из семейств характеристик. Но удобнее оказывается предложить такие параметры, которые можно было бы измерять непосредственно (так сказать, извне) с помощью обычных измерителей проводимости на переменном токе.

Подобные «вторичные» параметры действительно предложены; они могут быть найдены и для лампы, и для транзистора, т. е. они носят об-

щий характер. Это — так называемые параметры активного четырехполюсника. На рис. 9-1 усилитель был представлен в виде прямоугольника, имеющего два зажима (полюса) на входе и два — на выходе. Именно такое изображение усилителя и называется четырехполюсником; а с учетом того, что в усилителе содержатся активные элементы (генераторы переменного тока в виде ламп или транзисторов), такой четырехполюсник называют активным. Можно принять единую систему параметров для любого активного четырехполюсника, а затем находить в справочнике их значения для каждого отдельного прибора и пользоваться ими для аналитического расчета усилительного действия.

Примем в качестве общих параметров проводимости. Изобразим усилительный прибор (лампу или транзистор) в виде четырехполюсника (рис. 9-4). Амплитуды его входного тока I_{m1} и выходного тока I_{m2} зависят от напряжений — входного U_{m1} и выходного U_{m2}. Физически понятно, что напряжение сигнала U_{m1} есть причина появления переменных токов на входе и выходе. Но и в лампе, и в транзисторе имеется цепь обратной связи — в виде емкости анод-сетка (см. рис. 8-29) или проводимости коллектор — база. Через эту цепь выходное напряжение способно влиять на величину входного тока. Влияние обоих напряжений на входной ток запишем по первому закону Кирхгофа (сумма токов):

$$I_{m1} = y_{11}U_{m1} + y_{12}U_{m2}. \qquad (9\text{-}8)$$

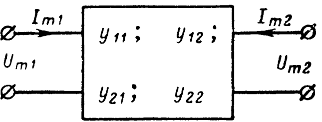


Рис. 9-4. Представление лампы или транзистора активным четырехполюсником.

Здесь проводимость $y_{11} = \Delta i_1/\Delta u_1$ полностью определяет входной ток в том случае, когда $U_{m2} = 0$, т. е. при короткозамкнутых (для переменного тока) выходных зажимах. Назовем y_{11} входной проводимостью прибора при короткозамкнутом выходе. Кстати, на рис. 9-1 короткое замыкание будет при $R_н = 0$. Легко сообразить, что для лампы, работающей с отрицательным смещением, $y_{11} = j\omega\,(C_{с.к} + C_{а.с})$. Для транзистора $y_{11} = g_{11} + j\omega C_{11}$, причем на низких частотах преобладает активная проводимость g_{11}; в схеме с общим эмиттером примерно можно назвать для $R_{11} = 1/g_{11}$ величину 1 000 *ом*.

Проводимость $y_{12} = \Delta i_1/\Delta u_2$ полностью определяет входной ток при $U_{m1} = 0$, т. е. при короткозамкнутом входе. Ток будет проникать на вход, если приложить к выходным зажимам напряжение U_{m2}. Назовем y_{12} проводимостью обратной связи прибора при короткозамкнутом входе. Очевидно, для лампы $y_{12} = j\omega C_{а.с}$ — чисто емкостная проводимость. Для транзистора обратная связь в кристалле имеет и активную и емкостную составляющие: $y_{12} = g_{12} + j\omega C_{12}$; но обычно g_{12} есть величина незначительная в сравнении с g_{11}, и на низких частотах можно считать $y_{12} \approx 0$, а на высоких частотах учитывать лишь емкостную проводимость обратной связи: $y_{12} = j\omega C_{12}$, где C_{12} — доли или единицы пикофарад (в лучших высокочастотных транзисторах при схеме с общим эмиттером).

Обращаясь к выходному переменному току, выразим его зависимость от обоих напряжений тоже уравнением Кирхгофа:

$$I_{m2} = y_{21}U_{m1} + y_{22}U_{m2}. \qquad (9\text{-}9)$$

Здесь проводимость y_{21} полностью определяет выходной ток при $U_{m2} = 0$, т. е. при короткозамкнутых по переменному току выходных зажимах. Для лампы, как мы помним, эта проходная проводимость

$y_{21} = \Delta i_2/\Delta u_1$ при короткозамкнутом выходе называется крутизной ($y_{21} = S$). Этот параметр выражает усилительные свойства лампы [см. формулу (8-15)]. Для транзистора с общим эмиттером y_{21} тоже является усилительным параметром, что можно показать следующим путем. Мы уже знаем, что усиление тока выражается при короткозамкнутом выходе параметром β. Поэтому выразим I_{m2} (при $U_{m2} = 0$) следующими соотношениями

$$I_{m2} = \beta I_{m1}; \quad I_{m2} = y_{21} U_{m1}.$$

Следовательно,

$$y_{21} = \beta \frac{I_{m1}}{U_{m1}} \approx \beta g_{11} = S.$$

Будем называть этот параметр для транзистора с общим эмиттером тоже крутизной; практически она составляет для радиоприемных транзисторов десятки, реже — сотни миллисименсов (т. е. *ма/в*).

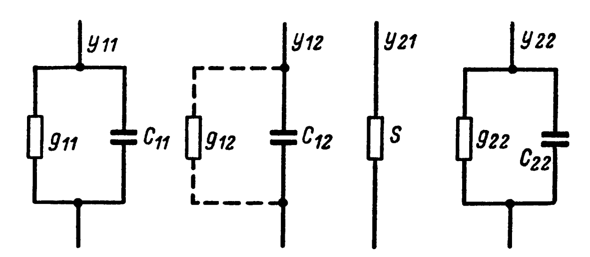


Рис. 9-5. Схемы игрек-параметров лампы и транзистора.

Наконец, проводимость $y_{22} = \Delta i_2/\Delta u_2$ определяет выходной ток при короткозамкнутом входе (т. е. при $U_{m1} = 0$) и называется выходной проводимостью прибора. Для лампы на низких частотах это есть, очевидно, величина, обратная внутреннему сопротивлению: $y_{22} = g_{22} = 1/R_i$; это следует из формулы (8-9). На высоких частотах может стать заметной проводимость емкости анод — катод, и тогда $y_{22} = 1/R_i + j\omega C_{а.к}$. Для транзистора смысл параметра y_{22} тот же: $y_{22} = g_{22} + j\omega C_{22} = 1/R_{вых} + j\omega C_{22}$. В § 8-8 указывалось, что для схемы с общим эмиттером $R_{вых}$ составляет примерно тысячи ом, т. е. проводимость — десятые доли миллисименса; это — довольно большая проводимость, и на низких частотах в сравнении с ней можно пренебречь проводимостью ωC_{22} выходной емкости.

Итак, для лампы и для транзистора мы можем изобразить перечисленные «игрек-параметры» электрическими схемами (рис. 9-5). Примерные величины низкочастотных параметров сведем в табл. 9-1 (не для конкретных справок, а лишь для ориентировки).

Еще раз напомним, что эти величины относятся к включениям с общим катодом и с общим эмиттером для приемно-усилительных приборов. При повышении частоты сигнала величины игрек-параметров меняются. Основной причиной этого служит инерционность носителей зарядов. Но в лампе она проявляется на сверхвысоких частотах, а в транзисторах — на более низких частотах, так как подвижность носителей зарядов в твердом теле меньше, чем в вакууме. Особенно важно

Таблица 9-1

Обозначение параметра	$R_{вх}=1/g_{11}$	C_{11}	g_{12}	C_{12}	S	$R_{вых}=1/g_{22}$	C_{22}
Для лампы	до ∞	Единицы пикофарад	0	От тысячных долей до целых пикофарад	Единицы и десятки миллисименсов	От тысячи до миллиона ом	Единицы пикофарад
Для транзистора	Сотни и тысячи ом	Десятки, сотни пикофарад и более	От единиц до сотен микросименсов	Единицы, десятки пикофарад и более	Десятки миллисименсов	Тысячи и десятки тысяч ом	Единицы, десятки пикофарад и более

для практики значение крутизны, которая в транзисторах уменьшается с ростом частоты по следующему закону:

$$S_f = \frac{S}{\sqrt{1+\left(\frac{f}{f_{гр}}\right)^2}}.$$

Здесь S_f — крутизна на частоте сигнала f, S — низкочастотное значение крутизны, а $f_{гр}$ — «граничная» частота, на которой крутизна падает в $\sqrt{2}$ раз (на 3 *дб*); значения $f_{гр}$ для конкретных транзисторов даются в справочниках, причем рекомендуется применять транзисторы на частотах $f \ll f_{гр}$.

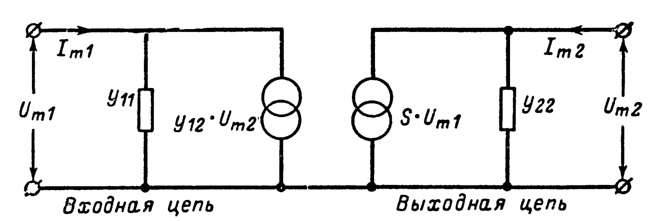


Рис. 9-6. Эквивалентная схема усилительного прибора для малых сигналов.

Из рассмотрения величин приведенной таблицы мы должны сделать вывод, что в готовой аппаратуре непосредственная замена ламп транзисторами невозможна: требуется изменение внешних элементов в каскадах.

Прибор может быть для переменных токов и напряжений малых сигналов представлен эквивалентной схемой на рис. 9-6, которая соответствует уравнениям (9-8) и (9-9). К входным зажимам приложено напряжение сигнала U_{m1}. Оно создает в выходной цепи генератор усиленного тока SU_{m1}, причем этот ток должен распределяться между внут-

ренней проводимостью прибора y_{22} и нагрузочной проводимостью, образуя на зажимах выхода напряжение U_{m2}. Входная же цепь представляет собой для сигнала, во-первых, проводимость y_{11}; во-вторых, под действием выходного напряжения наводится параллельный входу ток обратной связи $y_{12}U_{m2}$, который может изменить общую величину тока при данном сигнале, т. е., говоря языком эквивалентной схемы, может изменить входную проводимость.

Переходя от эквивалентной схемы прибора к эквивалентной схеме каскада, рассмотрим сначала выходную цепь. На рис. 8-27 мы уже встречали схематическое представление выходной цепи с генератором тока; в более общем виде та же цепь представлена на рис. 9-7, *а*. Здесь в выходную цепь включена некоторая нагрузочная проводимость $Y_н$, определяющая наименование каскада (резистивный, дроссельный и т. д.). Кроме того, учтен тот факт, что

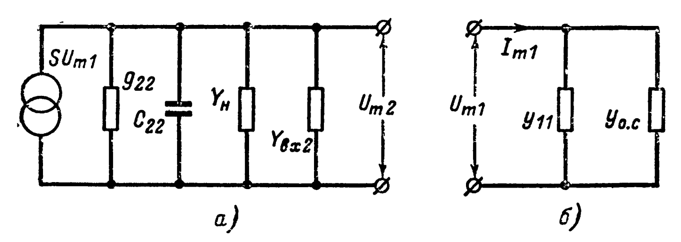


Рис. 9-7. Эквиваленты цепей усилительного каскада.

а — выходной цепи; *б* — входной цепи.

выход данного каскада подключается к входу следующего каскада (об оконечных речь не идет, так как в них нельзя считать сигналы малыми); включение следующего каскада изображается его входной проводимостью $Y_{вх2}$.

Из закона Ома следует, что выходное напряжение равно току генератора, деленному на полную проводимость, т. е.

$$U_{m2} = \frac{SU_{m1}}{Y_{общ}},$$

где $Y_{общ} = 1/Z_{общ}$ — есть модуль комплексной суммы проводимостей всех ветвей нашей схемы. Значит, коэффициент усиления напряжения

$$K = \frac{U_{m2}}{U_{m1}} = \frac{S}{Y_{общ}} = SZ_{общ}. \qquad (9\text{-}10)$$

Это выражение справедливо для лампы и для транзистора, и мы в дальнейшем будем к нему обращаться.

Но нельзя ограничиться только анализом выходной цепи каскада. Мы должны рассмотреть и входную цепь по двум причинам: во-первых, общую входную проводимость $Y_{вх2}$ следующего каскада необходимо знать, чтобы вычислить коэффициент усиления напряжения, так как эта проводимость участвует в общей проводимости $Y_{общ}$; во-вторых, для того чтобы вычислить коэффициент усиления мощности, необходимо знать входную проводимость данного (рассчитываемого) каскада. Схема входной цепи, показанная на рис. 9-6 слева, позволяет

выразить входную проводимость делением входного тока на входное напряжение; с учетом формулы (9-8) получится следующее значение:

$$Y_{вх} = \frac{I_{m1}}{U_{m1}} = y_{11} + y_{12}\frac{U_{m2}}{U_{m1}} = y_{11} + y_{12}K = y_{11} + y_{о.с}. \quad (9\text{-}11)$$

Действие генератора тока обратной связи оказалось эквивалентным подключению второй ветви проводимости, которую мы назвали ветвью проводимости обратной связи: $y_{о.с} = y_{12}K$ (рис. 9-7, *б*). Это действие для лампы впервые исследовалось В. И. Сифоровым в 1930 г.

Не осложняя текст общим анализом величины $y_{о.с}$, возьмем пока характерные частные случаи. Пусть имеется ламповый усилительный каскад с чисто резистивной проводимостью выходной цепи $Y_{общ} = G_{общ}$; его коэффициент усиления $K = S/G_{общ}$. Входная проводимость лампы $y_{11} = j\omega\,(C_{с.к} + C_{а.с})$, а проводимость обратной связи $y_{12} = j\omega\,C_{а.с}$. Следовательно:

$$y_{вх} = y_{11} + y_{12}K = j\omega\,(C_{с.к} + C_{а.с} + C_{а.с}K).$$

Проводимость оказалась чисто емкостной, т. е. действие обратной связи эквивалентно увеличению входной емкости каскада до значения

$$C_{вх} = C_{с.к} + C_{а.с}\,(1 + K). \quad (9\text{-}12)$$

Для пентода добавок $C_{а.с}K$ обычно невелик, поскольку сама емкость $C_{а.с}$ очень мала; для триода добавок может быть в несколько раз больше, чем $C_{с.к} + C_{а.с}$. Это отражается на реактивных свойствах предыдущего каскада.

Теперь возьмем транзисторный усилитель с чисто резистивной проводимостью выходной цепи. Его входная проводимость $y_{вх} = y_{11} + y_{12}K = g_{11} + j\omega C_{11} + g_{12}K + j\omega C_{12}K$, т. е. возрастут и активная, и емкостная проводимости между входными зажимами:

$$\left.\begin{aligned} g_{вх} &= g_{11} + g_{12}K; \\ C_{вх} &= C_{11} + C_{12}K. \end{aligned}\right\} \quad (9\text{-}13)$$

Но если $g_{12} \ll g_{11}$, то тогда практически заметно увеличивается за счет внутренней обратной связи лишь входная емкость.

Для усилителей низкой частоты можно ограничиться изложенными сведениями о влиянии внутренней обратной связи. При изучении же резонансных усилителей к вопросу о влиянии внутренней обратной связи еще придется возвратиться.

Из общих сведений об усилителях необходимо еще упомянуть о выборе исходных режимов приборов в усилительных каскадах. Для лампового каскада на рис. 8-32 были показаны способы подачи напряжения на экранирующую сетку от источника анодного питания. Но исходное смещение на первую сетку также создается анодным источником. Питание лампы резистивного каскада изображается полностью на рис. 9-8. В анодную цепь, кроме нагрузочного резистора $R_н$, включено также небольшое (порядка тысяч ом) сопротивление $R_ф$, шунтируемое большим (до микрофарады) конденсатором $C_ф$. Это — «фильтр развязки», цель которого — направить переменную составляющую анодного тока через конденсатор $C_ф$ непосредственно на катод лампы, воспрепятствовав с помощью резистора $R_ф$ прохождению пере-

менного тока сигнала через источник питания $E_а$, который является общим для всех каскадов (примерно 100—200 *в*). При отсутствии этого фильтра переменное напряжение, создаваемое током данного каскада на внутреннем сопротивлении источника питания, явится напряжением обратной связи для предыдущих каскадов и может изменить их входные проводимости в нежелательную сторону, ухудшая показатели усилителя в целом. Ясно отсюда, что включение фильтров развязки практикуется в усилителях с несколькими каскадами. Изображая в дальнейшем схемы отдельных каскадов, мы не будем показывать этих фильтров, но будем помнить об их необходимости при сочетании каскадов.

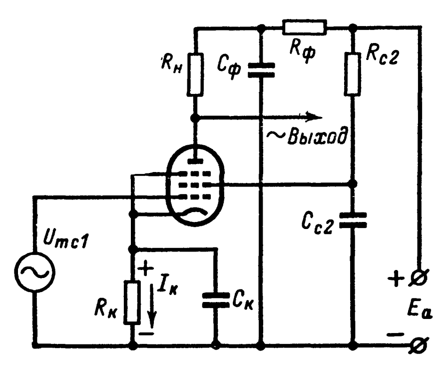


Рис. 9-8. Схема питания усилительного каскада на пентоде.

С м е щ а ю щ е е н а п р я ж е н и е на первую сетку создается катодным током $I_к$, проходящим сверху вниз (на рис. 9-8) через катодный резистор $R_к$ (обычно около тысячи ом). Падение напряжения

$$E_{c1} = I_к R_к = (I_а + I_{c2}) R_к$$

является для первой сетки о т р и ц а т е л ь н ы м по отношению к катоду. Если необходимо, например, создать смещение $E_{c1} = 3$ *в* при катодном тока $I_к = 2$ *ма*, то потребуется $R_к = E_{c1}/I_к = 1\,500$ *ом*. Конечно, на катодном сопротивлении (резисторе) падает небольшая доля питающего напряжения, так же, как и на других резисторах в цепи анода. Напряжение покоя анод-катод остается

$$U_{a0} = E_а - I_а R_н - I_а R_ф - I_к R_к, \qquad (9\text{-}14)$$

а напряжение на экранирующей сетке

$$U_{c2} = E_а - I_{c2} R_{c2} - I_к R_к.$$

Именно величинами U_{a0}, U_{c2} и E_{c1} определяется положение точки покоя в семействе характеристик лампы.

Смещающий резистор $R_к$ шунтируется конденсатором $C_к$ большой емкости (микрофарады). Этот конденсатор должен иметь малое (в сравнении с $R_к$) сопротивление $1/\omega C_к$ для нижних частот сигнала, чтобы замкнуть переменный ток практически накоротко и не создавать на зажимах $R_к$ переменного напряжения. Легко понять необходимость такого конденсатора, если сообразить, что повышение положительного напряжения сигнала на сетке повышает катодный ток и тем самым увеличивает отрицательное смещение; значит, переменное напряжение смещения действовало бы в противофазе с напряжением сигнала, т. е. ослабляло бы полезное входное напряжение. Большие емкости $C_к$ на каждый каскад нередко занимают заметную часть объема усилителя (электролитические конденсаторы), а в миниатюрном твердом исполнении такие конденсаторы сравнительно дороги.

Для транзистора в усилительном каскаде питание также осуществляется от общего источника $E_к$ (примерно 6—20 *в*). Простейшая схема

питания изображена на рис. 9-9, *а*. Здесь $R_н$ — резистор, являющийся частным случаем нагрузочного сопротивления цепи коллектора, а $R_ф$ и $C_ф$ — элементы фильтра развязки, необходимые в многокаскадных усилителях (в дальнейшем мы не будем рисовать фильтр в отдельных каскадах). Подача исходного отрицательного (для транзистора *p-n-p*) напряжения на базу по отношению к эмиттеру осуществляется

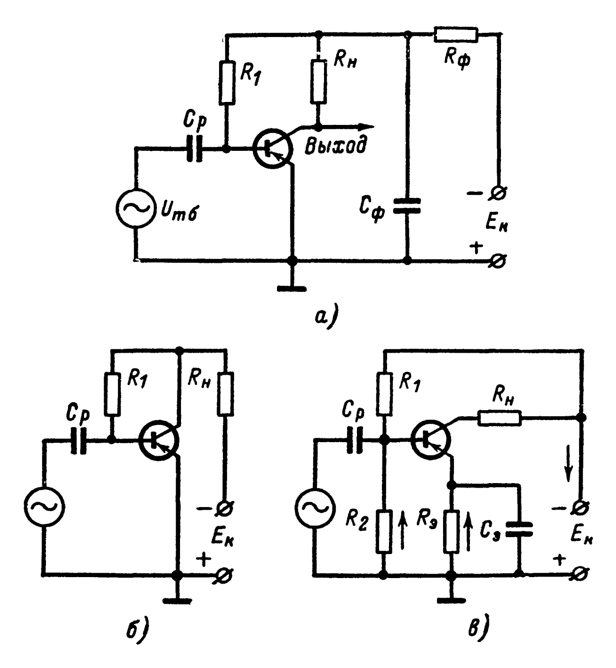


Рис. 9-9. Схемы питания транзисторных усилительных каскадов.

а — без температурной стабилизации; *б* — с коллекторной стабилизацией; *в* — с эмиттерной стабилизацией и делителем напряжения.

через резистор R_1, включаемый между базой и минусом источника $E_к$. Выбрав постоянный ток базы $I_{б0}$ (см. рис. 8-51) и определив соответствующее отрицательное смещение на базе относительно эмиттера $U_{б.э0}$, найдем величину «гасящего» сопротивления R_1 из соотношения

$$R_1 = \frac{E_к - U_{б.э0}}{I_{б0}} \approx \frac{E_к}{I_{б0}},$$

так как $U_{б.э0} \ll E_к$. Напряжение коллектор —эмиттер

$$U_{к.э0} \approx E_к - I_{к0}(R_н + R_ф). \qquad (9\text{-}15)$$

Емкость $C_р$ отделяет источник переменного напряжения сигнала (т. е. выход предыдущего каскада) от воздействия постоянного напряже-

ния. В транзисторных каскадах эта емкость должна иметь сопротивление значительно меньшее даже на нижних частотах в сравнении с входным сопротивлением каскада, поэтому величина $C_р$ иногда превышает десяток микрофарад.

Простейшая схема питания транзистора не обеспечивает у с т о й ч и в о с т и точки покоя и постоянства параметров прибора п р и и з м е н е н и я х т е м п е р а т у р ы. С повышением температуры нарушаются ковалентные связи атомов в кристалле и, следовательно, возрастает число свободных носителей зарядов, т. е. увеличиваются токи через *p-n* переходы. Температурные перемещения характеристик в координатной плоскости — это существенный недостаток транзисторов вообще, а схем с общим эмиттером — в особенности. Поэтому схема на рис. 9-9, *а* может быть принята только для приборов, работающих в условиях постоянства температуры (например, в комнатных приемниках).

Борьба за температурную стабильность — задача технологии полупроводниковых приборов. Однако содействовать повышению стабильности можно и при разработке аппаратуры путем выбора схемы, которая обеспечивает постоянство исходного режима. Разумеется, схемная стабилизация не устраняет температурных влияний на величины параметров транзистора.

Простейший способ стабилизации исходного режима в каскаде с общим эмиттером показан на рис. 9-9, *б*; этот способ называется к о л л е к т о р н о й с т а б и л и з а ц и е й. По сравнению с прежней схемой здесь произведен перенос резистора R_1 от источника питания к коллектору (конечно, с выбором заново сопротивления этого резистора). Физический смысл коллекторной стабилизации заключается в следующем: если при повышении температуры возрастет ток в цепи коллектора, то увеличится падение постоянного напряжения на резисторе $R_н$, а напряжение $U_к$ уменьшится; это вызовет уменьшение отрицательного напряжения на базе по отношению к эмиттеру, т. е. снижение постоянного тока базы $I_{б0}$, что в свою очередь приведет к снижению тока коллектора, т. е. ограничит результат нагревания. Такая взаимосвязь называется противосвязью по постоянному току. Однако сопротивление R_1 между коллектором и базой увеличивает обратную связь и по переменному току, уже имеющуюся внутри прибора через проводимость g_{12}; эта связь, как мы видели, повышает входную проводимость, т. е. ослабляет действие сигнала.

В радиовещательных и телевизионных приемниках высоких классов применяется иная схема питания и стабилизации, показанная на рис. 9-9, *в*. Ее называют условно схемой э м и т т е р н о й с т а б и л и з а ц и и. В ней для питания базы подключен к зажимам источника $E_к$ делитель напряжения R_1R_2, постоянный ток через который должен быть приблизительно в 5 раз больше исходного тока базы, выбранного для транзистора. Тогда смещение в цепи базы окажется приблизительно равным падению напряжения на сопротивлении R_2 и будет достаточно стабильным. Однако при изменении температуры могут изменяться и токи в цепях эмиттера и коллектора, что нежелательно. С целью их стабилизации в цепь эмиттера включается сопротивление $R_э$; на этом сопротивлении создается дополнительное смещение между базой и эмиттером, действующее п р о т и в о п о л о ж н о напряжению, выделенному на сопротивлении R_2, что видно из направлений токов. И если ток эмиттера возрастет, то падение напряжения на сопротивлении $R_э$ увеличится, а отрицательное смещение на базе уменьшится; это приведет к снижению токов эмиттера и коллектора. Для устранения обратной свя-

зи по переменному току стабилизирующий резистор $R_э$ блокируется конденсатором $C_э$ большой емкости (не менее десятка микрофарад).

Расчет конденсатора $C_э$ аналогичен расчету емкости $C_к$ в ламповой схеме (см. рис. 9-8). Сопротивление $R_э$ с точки зрения стабилизации желательно иметь значительным, но оно ограничивается допустимой потерей питающего напряжения $\Delta U_э = I_{э0} R_э$, а потому не превосходит нескольких килоом. Следует учесть еще одну особенность этой схемы: для входного переменного напряжения сопротивления R_1 и R_2 оказываются включенными параллельно (на общую точку схемы), если связь с предыдущим каскадом осуществляется непосредственно через разделительную емкость $C_р$. Такой шунт увеличивает входную проводимость каскада, что невыгодно. В случае индуктивной связи шунтирования можно избежать, как увидим позднее.

9-3. УСИЛИТЕЛИ МАЛЫХ СИГНАЛОВ ЗВУКОВОЙ ЧАСТОТЫ

Поясняя в гл. 8 принципы усиления с помощью лампы и с помощью транзистора, мы брали схемы с резистором $R_н$ в роли нагрузки выходной цепи. Практически резистивные каскады широко применяются для усиления малых сигналов, и мы сейчас рассмотрим работу таких каскадов подробнее.

На рис. 9-10, *а* дана схема лампового, а на рис. 9-10, *б* — схема транзисторного резистивного каскада (фильтры развязки в обеих схемах представлены лишь конденсаторами $C_ф$, пропускающими токи сигналов мимо источника питания).

Ламповый каскад предназначен для усиления напряжения сигнала: усиленное напряжение должно воздействовать на вход следующего каскада и управлять его работой (данный каскад имеет лампу $Л_1$, следующий — лампу $Л_2$). Об усилении мощности здесь говорить не приходится, так как, во-первых, цепи сеток работают без расхода мощности, а во-вторых, мощность, расходуемая в сопротивлении $R_н$, сама по себе не является полезной.

Лампа $Л_1$ — пентод, но в резистивном каскаде может применяться и триод. Все детали питания и нагрузки нам уже известны (см., например, рис. 9-8), за исключением конденсатора $C_р$ и резистора $R_с$. Входное напряжение U_{m1} подается от генератора сигнала *ГС* на управляющую сетку лампы $Л_1$. Усиленное напряжение возникает на резисторе $R_н$, включенном в анодную цепь лампы $Л_1$. Но для того чтобы переменное напряжение с резистора $R_н$ воздействовало на управляющую сетку следующей лампы, а постоянное напряжение анодной батареи не попадало бы в цепь этой сетки, между выходом данного и входом следующего каскада ставится разделительный конденсатор $C_р$ емкостью в десятки тысяч пикофарад. Этот конденсатор должен обладать высоким сопротивлением изоляции для постоянного тока. Наличие разделительного конденсатора делает необходимым включение от сетки на катод резистора $R_с$: во-первых, через этот резистор подается с нижнего зажима резистора $R_к$ на управляющую сетку лампы $Л_2$ отрицательное постоянное напряжение смещения; во-вторых, электроны, попадающие с катода лампы $Л_2$ на ее управляющую сетку и способные образовать на ней отрицательный заряд, который может запереть лампу, стекают через резистор $R_с$ на катод. Поэтому резистор $R_с$ (в сотни килоом и больше) называется иногда сопротивлением сеточной утечки (более грубо просто «утечкой»).

Так составляется схема каскада предварительного усиления (усиления напряжения) на резисторах с применением электронной лампы. Следует еще учесть, что выходные зажимы нашего каскада шунтируются входной емкостью $C_{вх2}$ следующего каскада; обычно эта емкость исчисляется десятками пикофарад (с учетом емкости сетка-катод, емкости между монтажными проводами и емкости деталей на корпус усилителя). К той же величине $C_{вх2}$ следует отнести и выходную емкость лампы $Л_1$, шунтирующую сопротивление резистора $R_н$ (см. ниже).

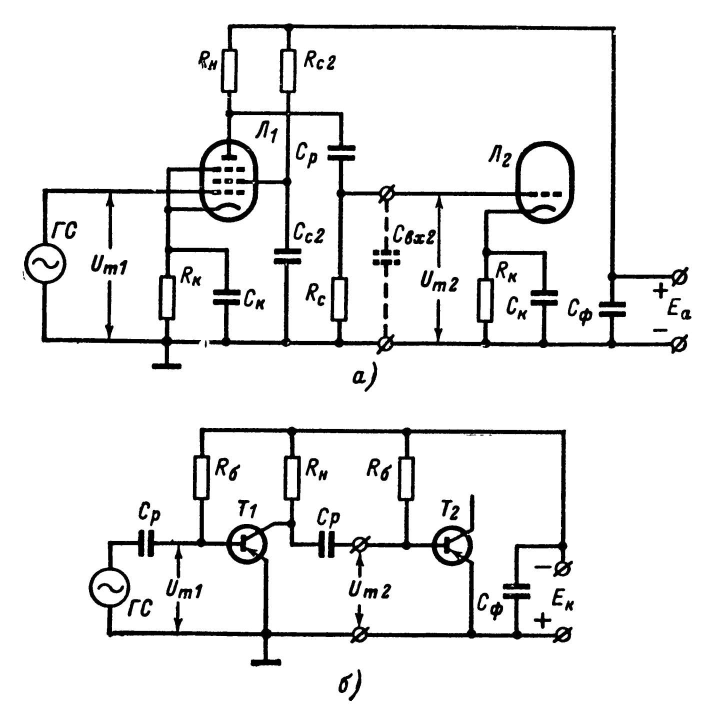


Рис. 9-10. Резистивные усилительные каскады.

а — ламповый; *б* — транзисторный.

Транзисторный каскад собран по схеме с общим эмиттером на приборе T_1. Он получает от генератора сигнала *ГС* напряжение на базу U_{m1}. Смещения на базы данного и следующего транзистора подаются через резисторы $R_б$. Нагрузочный резистор $R_н$ включен в цепь коллектора, с его зажима снимается переменное выходное напряжение U_{m2} через разделительный конденсатор $C_р$. Полезным потребителем энергии сигнала является входное сопротивление транзистора T_2 следующего каскада. Здесь можно говорить об усилении напряжения, тока и мощности.

Для лампового и для транзисторного каскадов эквивалентная схема выходной цепи с учетом входа следующего каскада соответствует

схеме на рис. 9-7, но она должна быть детализирована, после чего можно обсуждать выбор величин элементов для лампы и для транзистора. Общая эквивалентная схема представлена на рис. 9-11 для переменных токов и напряжений. Напомним, что ветвь проводимости $1/R_н$ включена параллельно выходу, так как по переменному току нижний конец резистора $R_н$ соединен практически накоротко с общей точкой через емкость конденсатора $C_ф$. Напомним также, что усиление напряжения согласно формуле (9-10) $K = S/Y_{общ}$ окажется тем больше, чем меньшая общая проводимость, равная сумме проводимостей всех ветвей.

Рассмотрим выбор элементов для ламповой схемы. В резистивном каскаде может быть применен как пентод, так и триод. При одинаковом значении крутизны пентод выгоден меньшей выходной проводимостью ($g_{22} = 1/R_i$); триод выгоден линейностью и равномерным расположением своих характеристик (см. рис. 8-19), а также меньшей стоимостью. Что касается входа следующего каскада, то согласно формуле (9-12) емкость

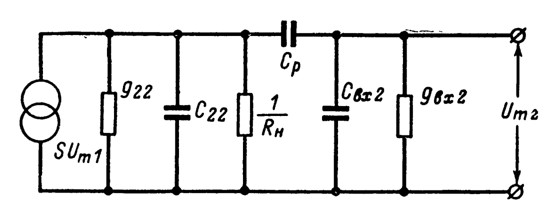


Рис. 9-11. Эквивалентная схема резистивного каскада.

$C_{вх2} = C_{с.к2} + C_{а.с2} \cdot (1 + K_2)$, где $C_{с.к2}$, $C_{а.с2}$ и K_2 относятся к следующему каскаду. $C_{вх2}$ составляет единицы или десятки пикофарад. Проводимость входа лампы $g_{11} = 0$, а потому $g_{вх2} \approx 1/R_с$, где $R_с$ — сопротивление утечки, показанное на рис. 9-10, *а* и имеющее величину около мегома.

Разделительная емкость конденсатора $C_р$, как мы указывали, должна быть достаточно велика; ее сопротивление $1/\omega C_р$ уже на средних частотах звуковой полосы (примерно 400—1 000 *гц*) будет столь мало, что участок $C_р$ можно считать замкнутым накоротко. Выходную емкость лампы $Л_1$ следует при этом полагать соединенной параллельно с входной емкостью следующего каскада, и общая емкостная ветвь будет $C_2 = C_{22} + C_{вх2}$. Проводимость $\omega_{ср} \cdot C_2$ на средних (а тем более на нижних) частотах ничтожна в сравнении с активными проводимостями, а потому на этих частотах справедливо считать емкость C_2 отсутствующей (равной нулю).

Итак, для средних звуковых частот в эквивалентной схеме на рис. 9-11 проводимость оказывается чисто активной:

$$Y_{общ} = G_{общ} = \frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_н} + \frac{1}{R_с};$$

усиление при этом

$$K_{ср} = \frac{S}{G_{общ}}. \qquad (9\text{-}16)$$

Именно это усиление показано на среднем участке частотной характеристики рис. 9-2. Чтобы при данных R_i и $R_с$ усиление было поболь-

ше, желательно и $R_н$ брать возможно большим. Но из формулы (9-14) мы знаем, что при этом понижается исходное напряжение на аноде $U_{а0}$, и рабочая точка может оказаться на участке анодно-сеточной характеристики с пониженной крутизной (см., например, рис. 8-24); вместо повышения получится снижение коэффициента усиления K. Практически выбирают для триодов $R_н \leqslant 3R_i$, т. е. тысячи или десятки тысяч ом. Для пентодов $R_н$ берется тех же порядков, т. е. оно оказывается гораздо меньше, чем R_i пентода; как мы увидим, необходимо даже для верхней частоты иметь активную проводимость не меньше параллельной емкостной проводимости.

В области нижних частот часть напряжения сигнала, создаваемого переменным анодным током на сопротивлении резистора $R_н$, бесполезно тратится на сопротивлении разделительной емкости, и выходное напряжение снижается. Это иллюстрируется западанием частотной характеристики (рис. 9-2) в области нижних частот полосы. Если допускается западание характеристики на нижней частоте $\omega_н$ не более 3 *дб* (т. е. до 0,7 максимального усиления), то емкость разделительного конденсатора $C_р$ следует выбирать из соотношения

$$C_р \geqslant \frac{1}{\omega_н (R_н + R_с)}. \tag{9-17}$$

В области верхних частот также возможен спад усиления, что и было показано на рис. 9-2. Причина этого — увеличение проводимости суммарной параллельной емкости C_2, которая повышает общую проводимость $Y_{общ}$ и тем самым снижает усиление согласно формуле (9-16). Но конструктор не располагает выбором величины C_2, которая свойственна лампам. Поэтому необходимо проверить, достаточно ли велика активная проводимость $G_{общ}$, чтобы западание на верхних частотах не превысило допустимого. Допуская на верхней граничной частоте $\omega_в$ западание не более 3 *дб*, мы должны иметь

$$G_{общ} \geqslant \omega_в C_2. \tag{9-18}$$

Если это соотношение не выполняется, то необходимо уменьшить сопротивление резистора $R_н$, тем самым жертвуя величиной усиления на средних частотах.

В качестве числовой иллюстрации возьмем лампу-триод, предназначенную для усиления колебаний низкой частоты. Параметры: $S = 2{,}5$ *мсим*; $R_i = 10^4$ *ом*. Рекомендуемый исходный режим: $U_{а0} = 150$ *в*; $I_{а0} = 6$ *ма*; $E_с = -2$ *в*. Емкости: $C_{с.к} = 5$ *пф*; $C_{а.с} = 1{,}5$ *пф*; $C_{а.к} = 4$ *пф*. Требуется получить усиление $K \geqslant 15$ на средних частотах, допустив спады усиления до 3 *дб* на нижней частоте $\omega_н = 600$ и на верхней частоте $\omega_в = 60\,000$.

Начинаем расчет с выбора нагрузочного резистора: $R_н \approx 2R_i = 2 \cdot 10^4$ *ом*. Сопротивление утечки примем $R_с = 5 \cdot 10^5$ *ом*. Тогда усиление напряжения на средних частотах будет по формуле (9-16):

$$K = \frac{S}{G_{общ}} = \frac{S}{\frac{1}{R_i} + \frac{1}{R_н} + \frac{1}{R_с}} = \frac{2{,}5 \cdot 10^{-3}}{0{,}152 \cdot 10^{-3}} \approx 16,$$

что отвечает заданию. Катодный резистор должен иметь сопротивление

$$R_к = \frac{E_с}{I_{а0}} = \frac{2}{6 \cdot 10^{-3}} \approx 330 \text{ ом},$$

а напряжение анодного питания должно быть

$$E_а = U_{а0} + I_{а0}(R_н + R_к) = 150 + 6 \cdot 10^{-3}(2 \cdot 10^4 + 0{,}33 \cdot 10^3) \approx 272 \text{ в}.$$

Катодный блокировочный конденсатор

$$C_к \geq \frac{10}{\omega_н R_к} = \frac{10^7}{600 \cdot 330} \approx 50 \text{ мкф}.$$

Разделительный конденсатор согласно формуле (9-17)

$$C_р \geq \frac{1}{\omega_н (R_н + R_с)} = \frac{10^{12}}{600 \cdot 5{,}2 \cdot 10^5} \approx 3\,600 \text{ пф}.$$

Для проверки спада усиления в области верхних частот примем усиление напряжения в следующем каскаде $K_2 \approx 16$ и найдем:

$$\omega_в C_2 \approx \omega_в [C_{а.к} + C_{с.к} + C_{а.с}(1 + K_2)] \approx$$
$$\approx 60\,000 [4 + 5 + (1 + 16)]\, 10^{-12} \approx 2 \text{ мксим},$$

что значительно меньше общей активной проводимости $G_{общ}$, равной 152 *мксим;* следовательно, западание на верхних частотах будет гораздо меньше допустимого, как это видно из соотношения (9-18).

Мощность, потребляемая анодной цепью, составит $P_0 = I_{а0} E_а = 6 \cdot 10^{-3} \cdot 272 \approx 1{,}6$ *вт*. Каскад, выполненный из тех элементов, которые получены в расчете, будет соответствовать поставленным требованиям.

Обращаясь к транзисторному каскаду (рис. 9-10, *б*), рассмотрим выбор его элементов. Соотношения, установленные формулами (9-16) — (9-18), остаются в силе. Однако значения параметров будут существенно различными.

Пусть выбран транзистор со следующими параметрами: $S = 30$ *мсим;* $g_{11} = 1$ *мсим;* $C_{11} = 200$ *пф;* $f_{гр} = 3$ *мгц;* $g_{22} = 0{,}1$ *мсим;* $C_{22} = 20$ *пф;* $g_{12} = 0$; $C_{12} = 500$ *пф*. Требуется рассчитать элементы резистивного каскада, дающего усиление мощности $K_м \geq 200$ при амплитуде выходного тока $I_{m2} \geq 2$ *ма*.

Начнем с выбора исходного режима. Постоянную составляющую тока коллектора следует взять $I_{к0} > I_{m2}$ во избежание нелинейных искажений. Пусть будет $I_{к0} = 5$ *ма*. Исходное напряжение коллектор — эмиттер (в схеме с общим эмиттером) для маломощных усилителей берут от 3 до 6 *в*. Пусть $U_{к.э} = 6$ *в*. Полное же напряжение источника питания $E_к$ (см. рис. 9-10, *б*) следует брать приблизительно удвоенной величины ($E_к \approx 2U_{к.э}$), что в нашем случае составит $E_к = 12$ *в*.

Избыточная часть $E_к$ падает на резисторе $R_н$, включенном в цепь коллектора. Следовательно,

$$R_н = \frac{E_к}{2I_{к0}} = \frac{12}{2 \cdot 5 \cdot 10^{-3}} = 1200 \text{ ом}.$$

Напряжение на базе $U_{б.э0}$ выбирается по характеристикам прибора для получения $U_{б0}$, обеспечивающего ток $I_{к0} = 5$ *ма* при $U_{к.э} = 6$ *в*. Обычно $U_{б.э0} \ll E_к$, а потому в качестве первого приближения можно принять гасящее сопротивление $R_б \approx E_к / I_{б0}$; практически $R_б$ составляет десятки и сотни килоом, но все же меньше, чем сопротивление сеточной утечки в ламповых схемах. Пренебрегая малыми проводимостями $1/R_б$ и g_{22} и считая $g_{вх2} \approx g_{11} = 1$ *мсим*, найдем, что коллекторная цепь нагружается по переменному току параллельным соединением сопротивлений $R_н$ и $R_{вх2} = 1/g_{11}$:

$$R_{общ} \approx \frac{R_н R_{вх2}}{R_н + R_{вх2}} = \frac{1\,200 \cdot 1\,000}{1\,200 + 1\,000} \approx 550 \text{ ом}.$$

Динамическая характеристика для переменного тока должна иметь наклон, соответствующий сопротивлению 550 *ом*, и проходить через точку $I_{к0} = 5$ *ма*, установленную нагрузочной прямой для постоянного тока при сопротивлении 1 200 *ом*.

Усиление каскада по напряжению

$$K = SR_{общ} = 30 \cdot 10^{-3} \cdot 550 = 16{,}5 \text{ раз}.$$

Статический коэффициент усиления тока (см. § 8-2) определится через крутизну и входную проводимость:

$$\beta \approx \frac{S}{g_{вх}} = \frac{30 \cdot 10^{-3}}{1 \cdot 10^{-3}} = 30.$$

Но часть переменного тока источника в цепи коллектора ответвляется через сопротивление $R_н$, не питая полезный потребитель $R_{вх2}$. Распределяется этот ток пропорционально проводимостям, откуда усиление тока

$$K_т = \beta \frac{G_{общ} - g_н}{G_{общ}} = \beta \left(1 - \frac{R_{общ}}{R_н}\right) = 30 \left(1 - \frac{550}{1\,200}\right) \approx 16 \text{ раз}.$$

Усиление мощности $K_м = KK_т \approx 250$ раз, что отвечает поставленному требованию. Амплитуда переменного тока в цепи базы будет $I_{mб} = I_{m2}/K_т = 2 \cdot 10^{-3}a/16 \approx 125$ *мка*. Амплитуда выходного напряжения составит 2 *в*, а входного 0,125 *в*.

Если поставлена задача получить частотную характеристику (по напряжению) в полосе частот от $\omega_н = 600$ до $\omega_в = 60\,000$ с западанием не более 3 *дб*, то разделительный конденсатор потребуется согласно формуле (9-17) емкостью

$$C_р \geqslant \frac{1}{\omega_н (R_н + R_{вх2})} = \frac{10^6}{600\,(1\,200 + 1\,000)} \approx 0{,}76 \text{ мкф}.$$

Емкость этого конденсатора получилась значительно больше, чем емкость конденсатора $C_р$ в ламповом каскаде. Далее, полагая, что в следующем каскаде усиление напряжения тоже будет $K_2 \approx 16{,}5$, найдем полную емкость: $C_2 = C_{11} + C_{12}(1 + K_2) = 200 + 500\,(1 + 16{,}5) \approx \approx 9\,000$ *пф;* здесь емкости C_{11} и C_{12} взяты теми же, что и для первого транзистора. По формуле (9-18) вычислим емкостную проводимость на верхней частоте и сравним ее с проводимостью $G_{общ} = 1/550$ *сим* $= 1{,}82$ *мсим*:

$$\omega_в C_2 = 6 \cdot 10^4 \cdot 9\,000 \cdot 10^{-12} = 0{,}54 \text{ мсим}.$$

Следовательно, на верхней частоте западание окажется меньше допустимого. При этом мы учли, что граничная частота транзистора $f_{гр}$ достаточно высока, что позволяет пренебречь реактивной проводимостью, создаваемой инерцией носителей зарядов.

Этот приближенный расчет транзисторного резистивного каскада с общим эмиттером имел целью ознакомить читателя с величинами, свойственными транзисторным схемам, и показать, что работа каскада с обязательным наличием тока базы существенно усложняет расчет по сравнению с расчетом лампового каскада.

Если в отличие от схемы на рис. 9-10, *б* второй каскад выполнен по схеме с общей базой, то условия усиления напряжения для данного каскада значительно ухудшаются, так как входное сопротивление каскада с общей базой очень мало (например, 20—30 *ом*). Но получить удовлетворительное усиление тока возможно. Если же сочетание «высокоомного» выхода каскада с «низкоомным» потребителем затрудняет реа-

лизацию усилительных свойств транзистора в схеме с общим эмиттером, то имеется возможность включить между источником сигнала и потребителем промежуточный согласующий каскад, выполненный по схеме с общим коллектором (рис. 9-12). В этой схеме источник сигнала включается в цепь базы, потребитель (резистор $R_н$) — в цепь эмиттера, а коллектор соединяется непосредственно с общей точкой схемы. Питание цепей базы и коллектора показано от разных источников, но удобнее их питать от одного источника, так как знаки напряжений на базе и коллекторе одинаковы.

Не вникая подробнее в физические процессы, характерные для этой схемы (применяемой сравнительно редко), скажем лишь, что она имеет большое входное сопротивление (сотен тысяч ом) и малое выходное (десятки и сотни ом). Следовательно, в роли согласующего каскада схема с общим коллектором уместна. Эта схема обеспечивает усиление по току почти в β раз благодаря превосходству тока эмиттера, питающего нагрузку $R_н$, над током базы; но она ослабляет напряжение сигнала, т. е. дает $K < 1$; причиной такого соотношения является обратная связь, т. е. воздействие выходного тока через резистор $R_н$ на вход, о чем будет сказано в специальном разделе.

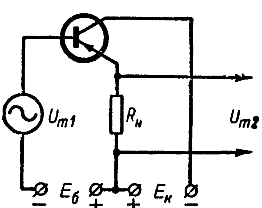


Рис. 9-12. Согласующий каскад на транзисторе по схеме с общим коллектором.

На этом мы закончим описание усилителей малых сигналов звуковой частоты. Встречаются и другие (не резистивные) схемы таких каскадов, например, трансформаторные; но они применяются преимущественно в выходных и предвыходных каскадах усилителей, к изучению которых мы и перейдем. С резистивными каскадами мы снова встретимся в широкополосных усилителях.

9-4. ВЫХОДНЫЕ КАСКАДЫ УСИЛИТЕЛЕЙ НИЗКОЙ ЧАСТОТЫ

Выходные (оконечные) каскады в радиовещательных приемниках и в звуковых трактах телевизоров предназначены для отдачи необходимой мощности сигнала громкоговорителю или группе громкоговорителей. Эта мощность должна отдаваться выходным каскадам при возможно меньшем расходе энергии источников питания и при допустимых значениях искажений. Для того чтобы дать представление о свойствах потребителей мощности низкой частоты, скажем несколько слов о громкоговорителях.

Наиболее распространенным типом громкоговорителя (по принципу действия) является электродинамический громкоговоритель, основанный на механическом взаимодействии проводника, несущего ток, с полем постоянного магнита. Его магнитная система представляет собой сильный постоянный магнит с кольцеобразным воздушным зазором. В воздушном зазоре расположена так называемая «звуковая» катушка (к ее зажимам с выхода усилителя подводится ток сигнала звуковой частоты), скрепленная с диффузором (отлитым из бумажной массы). Диффузор имеет форму круглого или эллиптического конуса. В пределах упругости креплений катушка вместе

с диффузором может совершать перемещения вправо и влево, не касаясь полюса магнитной системы. Именно такие колебания и совершает упругая система за счет взаимодействия постоянного и переменного магнитных полей при прохождении переменного тока по виткам звуковой катушки. Диффузор излучает в пространство звуковые волны.

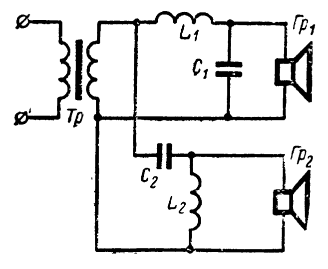


Рис. 9-13. Включение двух громкоговорителей на разные полосы частот.

Потребителем энергии для выходного каскада усилителя служит звуковая катушка громкоговорителя, совершающая движения. Активное сопротивление ее с учетом преобразования электрической энергии в звуковую обычно составляет единицы ом (реже до сотен ом). Такое сопротивление потребителя обычно отличается от выходного сопротивления для лампы или транзистора. Для того чтобы усилительный каскад получил необходимое сопротивление нагрузки, громкоговоритель включается через трансформатор. В том случае, когда приемник имеет два громкоговорителя ($Гр_2$ — на более высокие частоты, а $Гр_1$ — на более низкие), они включаются в общий трансформатор $Тр$ через фильтры верхних (L_2C_2) и нижних (L_1C_1) частот соответственно (рис. 9-13).

Итак, мы переходим к оконечному каскаду с включением активного нагрузочного сопротивления через трансформатор. Схема такого каскада на лучевом тетроде изображена на рис. 9-14, *а*. На вход воздей-

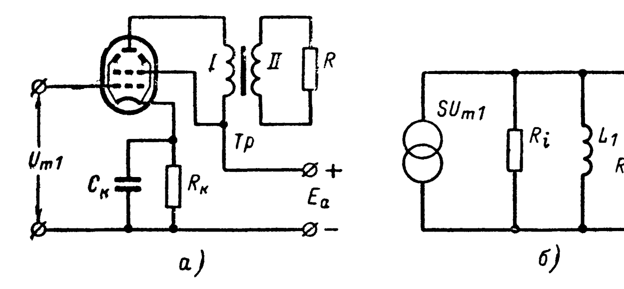


Рис. 9-14. Выходной каскад на лучевом тетроде с трансформаторным включением громкоговорителя.

а — схема; *б* — эквивалентная схема анодной цепи для переменного тока.

ствует переменное напряжение с амплитудой U_{m1} с зажимов предыдущего (предвыходного) каскада. Лампа ставится в режим работы без сеточных токов путем выбора соответствующей величины «катодного» смещения на управляющую сетку (резистор $R_к$). В цепь анода включена первичная обмотка *I* трансформатора $Тр$; во вторичную обмотку *II* включено сопротивление R громкоговорителя. Напряжение на экранирующую сетку лампы взято непосредственно от источника анодного питания $E_а$, что допустимо в выходных каскадах на лучевых тетродах и пентодах.

Эквивалентная схема нашего каскада для переменных составляющих анодного тока представлена упрощенно на рис. 9-14, *б*. Здесь $R_н$ — активное сопротивление громкоговорителя, пересчитанное в первичную цепь трансформатора. «Пересчитать» сопротивление R, включенное фактически во вторичную обмотку, или, иначе говоря, «привести» это сопротивление к первичной цепи трансформатора — значит найти такое сопротивление $R_н$, которое при включении в первичную цепь потребляло бы ту же мощность, какая отдается громкоговорителю. Так как напряжения на первичной и вторичной обмотках U_m и U_{m2} пропорциональны числам витков w_1 и w_2 в обмотках, т. е. их отношение равно коэффициенту трансформации n,

$$\frac{U_m}{U_{m2}} = \frac{w_1}{w_2} = n, \qquad (9\text{-}19)$$

а токи в обмотках обратно пропорциональны числам витков

$$\frac{I_m}{I_{m2}} = \frac{w_2}{w_1} = \frac{1}{n}, \qquad (9\text{-}20)$$

то «приведенная» величина сопротивления

$$R_н = \frac{U_m}{I_m} = \frac{U_{m2}n}{I_{m2}/n} = n^2 \frac{U_{m2}}{I_{m2}} = Rn^2. \qquad (9\text{-}21)$$

Индуктивность же L_1, включенная в схеме параллельно сопротивлению $R_н$, представляет собой индуктивность первичной обмотки трансформатора при разрыве вторичной цепи (индуктивность «холостого хода»). Наличие индуктивной ветви с сопротивлением $X = \omega L_1$ делает усиление схемы зависящим от частоты сигнала, так как с понижением частоты возрастает ток, бесполезно ответвляющийся через индуктивность. Чтобы практически устранить эту частотную зависимость, достаточно выбрать такое значение индуктивности L_1, чтобы даже на низшей из усиливаемых частот $f_н$ ее сопротивление было больше, чем «приведенное» значение $R_н$:

$$2\pi f_н L_1 > R_н.$$

Если такое условие выполнено, то в схеме на рис. 9-14, *б* наличием индуктивной ветви можно пренебречь и считать, что лампа работает только на сопротивление $R_н$.

Если выбраны нижняя частота $f_н$ (ее нормы мы указывали в § 9-1) и величина $R_н$, то можно определить необходимую индуктивность L_1 первичной обмотки трансформатора. Выбирая объем ферромагнитного сердечника и сечение провода обмотки такими, чтобы потери на нагревание самого трансформатора не превосходили одного — двух десятков процентов от полезной мощности, можно рассчитать число первичных витков w_1, обеспечивающее найденную величину индуктивности L_1 (обычно получается несколько тысяч витков тонкого провода).

Далее по выбранному приведенному сопротивлению нагрузки $R_н$ и по известному сопротивлению громкоговорителя R вычисляется нужный коэффициент трансформации n. Из формулы (9-21)

$$n = \sqrt{\frac{R_н}{R}}. \qquad (9\text{-}22)$$

Как уже было сказано, обычно $R < R_н$, т. е. трансформатор должен быть по напряжению понижающим, а по току повышающим ($n > 1$).

Число витков вторичной обмотки определится из соотношения

$$w_2 = \frac{w_1}{n}. \tag{9-23}$$

Сечение провода вторичной обмотки выбирается из расчета на величину вторичного тока и может быть больше, чем сечение первичного провода.

Рассмотрим такой пример. Пусть сопротивление громкоговорителя $R = 10$ *ом*, а желательное сопротивление анодной нагрузки $R_н = 2\,000$ *ом*. Нижняя частота $f_н = 100$ *гц*. Определим основные данные трансформатора.

Полагая, что на нижней частоте индуктивное сопротивление первичной обмотки должно быть в 1,5 раза больше, чем приведенное сопротивление $R_н$, найдем:

$$L_1 = \frac{1{,}5R_н}{6{,}28 \cdot 100} = \frac{3\,000}{628} \approx 4{,}8 \text{ гн}.$$

Коэффициент трансформации:

$$n = \sqrt{\frac{R_н}{R}} = \sqrt{\frac{2\,000}{10}} = 14{,}1$$ (понижающий по напряжению). Значит, число витков во вторичной обмотке w_2 должно быть в 14,1 раза меньше, чем в первичной.

Чем же определяется выбор величины сопротивления анодной нагрузки $R_н$? Для каждой лампы и каждого транзистора в установленном режиме питания существует наивыгоднейшее значение $R_н$, т. е. такое значение, которое обеспечивает получение максимальной полезной мощности при допустимой величине нелинейных искажений. Поясним это, пользуясь характеристиками лучевого тетрода (или же пентода).

На рис. 9-15 приведено идеализированное семейство анодных характеристик лампы, для которой заводом рекомендуется напряжение на аноде в исходном режиме 300 *в*. Такое же напряжение должен давать и источник анодного питания, так как сопротивление первичной обмотки трансформатора постоянному току достаточно мало в сравнении с внутренним сопротивлением лампы постоянному току. Сопротивления же $R_н$ для постоянного тока не существует.

При выборе отрицательного смещения для управляющей сетки необходимо учитывать следующие обстоятельства. Во-первых, во время отсутствия сигнала вся мощность питания $P_0 = U_{а0} I_{а0}$ расходуется на нагревание анода. Для каждой лампы, как нам известно из гл. 8, указывается предельно допустимая величина этой мощности. Этой величиной определяется и значение постоянного анодного тока.

Пусть, например (рис. 9-15), для лампы допустимая мощность потерь на аноде составляет 6 *вт*. Тогда постоянный анодный ток не должен превышать 20 *ма*;

$$I_{а0макс} = \frac{P_0}{U_{а0}} = \frac{6}{300} = 0{,}02 \text{ а} = 20 \text{ ма}.$$

Восставляя перпендикуляр из точки $U_а = 300$ *в* и отсекая на этом перпендикуляре отрезок высотой $I_{а0} = 20$ *ма*, найдем исходную точку *m*. Она расположена на характеристике, полученной при смещении $U_{с1} = -5$ *в*.

Во-вторых, необходимо, чтобы лампа при подаче сигнала работала без появления сеточного тока. Отсюда следует, что при самом громком звуке амплитуда переменного напряжения, снимаемого с предыдущего каскада, не должна превосходить величины смещения (в нашем случае $U_{m1} \leq 5$ *в*). Отрицательная же амплитуда, слагаясь с отрицательным смещением, даст на управляющей сетке мгновенное напряжение $U_{c1\,мин} = -2\ U_{m1}$ (в нашем примере $U_{c1\,мин} = -10$ *в*).

Итак, будем считать, что мы выбрали в качестве исходного режима величины, определяемые положением точки *m*. Через эту точку должна пройти динамическая характеристика, наклон которой зависит от выбора нагрузочного сопротивления $R_н$. Напомним, что при $R_н = 0$ (анодная цепь в режиме короткого замыкания) подача сигнала не вызовет изменения напряжения на аноде, и оно останется равным $U_{а0}$ (на рисунке $U_{а0} = 300$ *в*). Динамическая характеристика для этого слу-

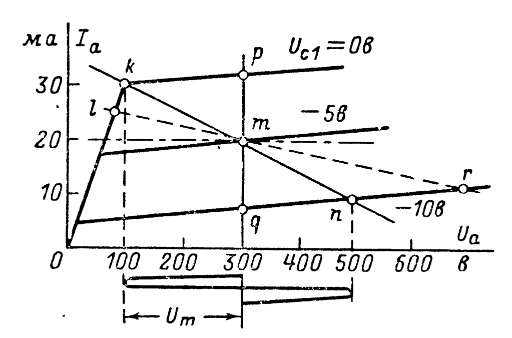


Рис. 9-15. Определение выгодной величины нагрузочного сопротивления анодной цепи выходной лампы.

чая представится вертикальной прямой *pmq* (и, как видно из рисунка, амплитуда переменного анодного тока составит при этом около 12 *ма*). Однако из-за отсутствия переменного напряжения ($U_m = 0$) полезная мощность равна нулю; да ей, собственно говоря и не на чем выделяться!

Если сопротивление переменному току $R_н$ увеличивать, то динамическая характеристика займет наклонное положение. Действительно, при колебаниях анодного тока будет создаваться переменное напряжение на $R_н$. С ростом тока падение напряжения на $R_н$ возрастает, а напряжение на аноде уменьшается, и наоборот. Чем больше $R_н$, тем более пологой будет динамическая характеристика.

При наивыгоднейшей величине $R_н$ динамическая характеристика займет положение *kmn*, в котором отрезки *km* и *mn* равны друг другу. В этом случае переменное анодное напряжение имеет значительную амплитуду U_m. Полезная мощность, расходуемая в $R_н$, т. е. в действительности отдаваемая через трансформатор громкоговорителю,

$$P = \frac{U_m I_m}{2}, \qquad (9\text{-}24)$$

где I_m — амплитуда переменной составляющей анодного тока.

При этом мы пренебрегаем потерями мощности на нагревание проводов и сердечника трансформатора, так как эти потери составляют

сравнительно небольшую долю мощности. В нашем примере $I_m \approx 10$ *ма*, $U_m \approx 200$ *в* и

$$P \approx \frac{10 \cdot 10^{-3} \cdot 2 \cdot 10^2}{2} = 1 \text{ вт.}$$

Такая мощность вполне достаточна для нормального звучания комнатного громкоговорителя.

При сопротивлении $R_н$, соответствующем положению *kmn* динамической характеристики, отрезки *km* и *mn* равны между собой, а потому анодный ток изменяется вверх и вниз на одинаковую величину, т. е. лампа не создает нелинейных искажений (которые мы наблюдали на рис. 9-3).

Если еще увеличить сопротивление $R_н$, то динамическая характеристика займет положение *lmr*. Колебания анодного тока в этом случае уменьшатся, и, главное, окажутся несимметричными, т. е. будут создаваться нелинейные искажения. Полезная мощность уменьшится.

Обычно наивыгоднейшая величина нагрузочного сопротивления для ламп лежит в пределах тысяч или немногих десятков тысяч ом. Иногда она указывается в паспортных данных лампы. В случае необходимости ее можно определить рассмотренным нами методом. В нашем примере наивыгоднейшая величина легко подсчитывается из соотношения

$$R_н = \frac{U_m}{I_m} = \frac{200}{10 \cdot 10^{-3}} = 20\,000 \text{ ом.}$$

Рассмотренный режим усиления, при котором анодный ток непрерывно проходит через лампу, изменяясь симметрично относительно постоянной составляющей $I_{а0}$, называется режимом А. Основной недостаток этого режима заключается в низком коэффициенте полезного действия η, т. е. в получении сравнительно малой полезной мощности при относительно большой мощности, расходуемой источником питания анодной цепи:

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \frac{U_m I_m}{2U_{а0} I_{а0}}. \qquad (9\text{-}25)$$

В рассмотренном примере

$$\eta = \frac{200 \cdot 10 \cdot 10^{-3}}{2 \cdot 300 \cdot 20 \cdot 10^{-3}} = \frac{1}{6} \approx 0{,}166 \text{ (около } 17\%).$$

Нужно помнить, что такое значение к. п. д. относится к наиболее громкому сигналу. При отсутствии же звука к. п. д. равен нулю, а расход питания тот же.

Транзистор также может быть применен в выходном каскаде усилителя. Но следует учитывать, что в мощных каскадах транзисторы требуют специального ребристого радиатора для увеличения теплоотдачи; без радиатора транзистор уже при небольшой мощности, теряемой в его *p-n* переходах, может нагреться до недопустимой температуры.

В выходном каскаде транзистор включается либо по схеме с общей базой, либо по схеме с общим эмиттером. Включение с общей базой выгоднее в том отношении, что заданная мощность выделяется в громкоговорителе при меньших нелинейных искажениях: это можно объяснить большей прямолинейностью входных и выходных характеристик (см. рис. 8-49 и 8-51). Но включение по схеме с общим эмиттером обеспечивает заданную мощность при меньших амплитудах колебаний на входе (или при меньшей «раскачке»). Мы остановимся на схеме с об-

щим эмиттером по тем соображениям, что она применяется очень часто в «двухтактном» варианте, о котором будет сказано ниже; этот вариант позволяет уменьшить на выходе нелинейные искажения путем взаимной компенсации гармоник.

Схема выходного каскада с общим эмиттером, с эмиттерной стабилизацией исходного режима и с трансформаторным выходом представлена на рис. 9-16, *а*. Эта схема не требует пояснений. На рис. 9-16, *б* даются выходные характеристики конкретного мощного транзистора. Особенностью этих характеристик по сравнению с характеристиками на рис. 8-51 является только то, что для каждой из них фиксировалось напряжение на базе (относительно общей точки), а не ток базы. Принципиальной же разницы в них нет.

На семействе характеристик определяем точку *m* исходного режима. Полагая, что напряжение источника питания $E_к = 12$ *в*, и пре-

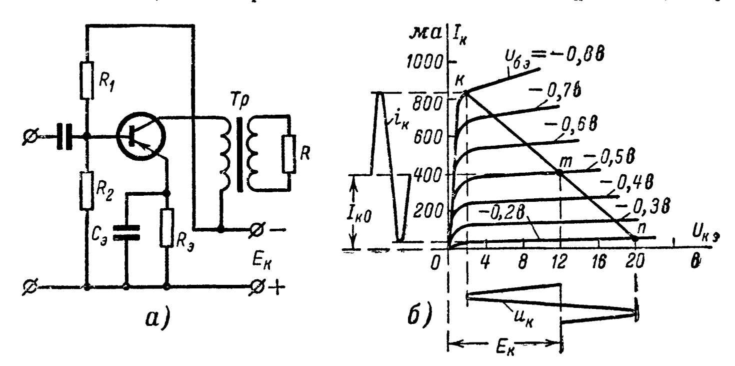


Рис. 9-16. Выходной каскад на транзисторе по схеме с общим эмиттером.

а — схема каскада; *б* — работа цепи коллектора.

небрегая (с известной погрешностью) сопротивлением первичной обмотки трансформатора для постоянного тока, ищем точку *m* на вертикали, соответствующей $E_к = 12$ *в* (разумеется, в транзисторе *р-п-р* это напряжение отрицательно). Если допустимая мощность рассеяния в транзисторе составляет, например, $P_{к.макс} = 6$ *вт*, то мы должны ограничить ток коллектора величиной $I_{к0} \leqslant P_{к.макс}/E_к = 6/12 = 0,5$ *а*. Остановившись на значении $I_{к0} = 0,4$ *а*, определим тем самым положение точки *m* и, следовательно, потребную мощность питания каскада:

$$P_0 = I_{к0}E_к = 0,4 \cdot 12 = 4,8 \text{ вт}.$$

Теперь определим выгодную величину нагрузочного сопротивления цепи коллектора. Для этого проведем через точку *m* динамическую характеристику в виде наклонной прямой, которая опиралась бы нижним концом на характеристику, соответствующую минимальному (неуправляемому) току коллектора (точка *n*), а верхним концом — на точку сгиба статической характеристики (точка *k*); при этом отрезки *km* и *mn* по возможности должны быть равны друг другу. Мы можем утверждать, что при изменениях напряжения на базе в пределах от —0,8 *в* до —0,2 *в*, т. е. при амплитуде входного напряжения $U_{m1} = 0,3$ *в*, мы достигнем хорошего использования выходного каскада. Очень приближенно по-

лезная мощность будет:

$$P = \frac{U_{\text{к}m} I_{\text{к}m}}{2} \approx \frac{9 \cdot 400 \cdot 10^{-3}}{2} = 1{,}8 \text{ } вт \text{ *}.$$

Но неравенство отрезков km и mn (причиной которого оказывается нестрогая параллельность реальных статических характеристик) приводит к нелинейным искажениям, которые можно наблюдать на развернутых во времени изменениях тока коллектора $i_{\text{к}}$ и напряжения на коллекторе $u_{\text{к}}$.

Что касается выгодной величины сопротивления нагрузки $R_{\text{н}}$, то в данном примере она составляет лишь около 20 *ом*. Таким образом, коэффициент трансформации не будет сильно отличаться от единицы.

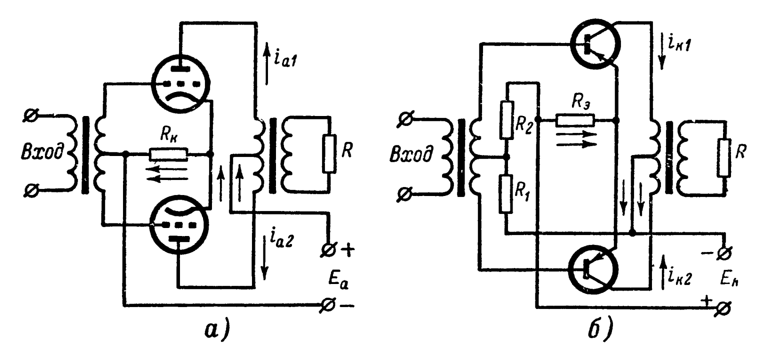


Рис. 9-17. Двухтактные схемы выходных каскадов

а — на лампах (триодах); *б* — на транзисторах по схеме с общим эмиттером и со стабилизацией режима.

Более того, иногда оказывается возможным включать электродинамический громкоговоритель в цепь коллектора вовсе без трансформатора. «Низкоомная» нагрузка характерна для мощных транзисторов, так как в них при низких коллекторных напряжениях значительная полезная мощность получается за счет больших токов.

Описанные виды выходных каскадов, работающие в режиме А, можно назвать «однотактными» каскадами в отличие от «двухтактных», о которых мы будем говорить дальше. Мощность, которую способны лампа или транзистор при допустимых искажениях отдать потребителю, может оказаться недостаточной. Тогда, желая сохранить тип электронного прибора, можно включить две лампы или два транзистора параллельно между собой, соединив накоротко их одинаковые электроды. При этом, разумеется, выбор деталей схем будет иным, но по-прежнему придется обеспечивать режим А. Значительно выгоднее при использовании в одном каскаде двух ламп или двух транзисторов включить их по двухтактной схеме, так как в этом случае возможна взаимная компенсация искажений.

Двухтактные схемы выходных каскадов с применением ламп (в данном случае триодов) и транзисторов показаны

* Числа 9 *в* и 400 *ма* получены как полусуммы «амплитуд» положительных и отрицательных полуволн напряжения и тока, приближенно равные амплитудам первых гармоник.

на рис. 9-17. В связи с тем что сущность работы обеих схем одинакова, мы рассмотрим процессы применительно к транзисторной схеме (рис. 9-17, *б*).

По существу двухтактный каскад представляет собой сочетание двух однотактных каскадов, которые образуют два «плеча» схемы и работают согласованно на общий потребитель R. На входе включен трансформатор, имеющий вывод от средней точки вторичной обмотки, а на выходе — трансформатор с выводом средней точки первичной обмотки. Резисторы же эмиттерной стабилизации являются общими для обоих транзисторов (точно также как катодный резистор $R_к$ — для обеих ламп).

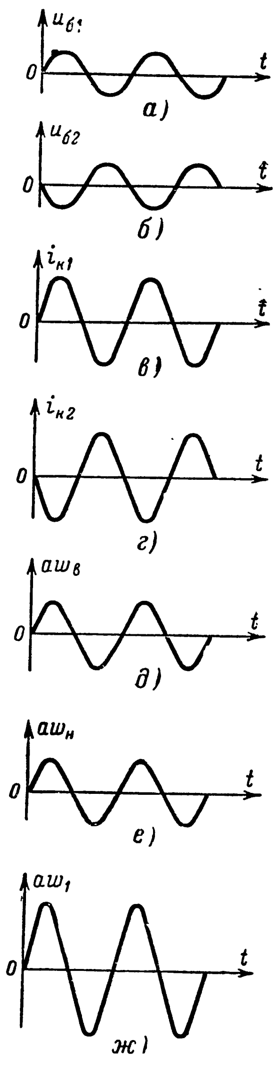


Рис. 9-18. Процессы в двухтактном каскаде.

Постоянные токи цепей коллекторов создают в половинах первичной обмотки выходного трансформатора встречные ампер-витки, а потому сердечник не подмагничивается постоянным током; это позволяет уменьшить объем сердечника; вместе с тем взаимно компенсируются результаты изменения коллекторных токов, которые создаются плохой фильтрацией источника питания и приводят в однотактном каскаде к гудению («фону») в громкоговорителе.

Пусть на вход каскада воздействует переменное напряжение сигнала. Середина вторичной обмотки входного трансформатора присоединена к общей точке схемы; напряжения, снимаемые на базы с концов обмотки, противоположны по знаку (т. е. имеют сдвиг фаз в 180°). Следовательно, когда напряжение на одной из баз ($u_{б1}$) возрастает (в отрицательную сторону), напряжение на другой базе ($u_{б2}$) уменьшается, и наоборот (рис. 9-18, *а* и *б*). Соответственно ток коллектора (на рисунке показаны только переменные составляющие) в первом транзисторе ($i_{к1}$) возрастает, а во втором ($i_{к2}$) уменьшается, и наоборот (рис. 9-18, *в* и *г*). Иначе говоря, в общем участке коллекторных и эмиттерных цепей, т. е. в источнике питания и в резисторе $R_э$ переменные токи, взаимно компенсируясь, отсутствуют. Поэтому резистор $R_э$ (или $R_к$ в ламповой схеме) не требует шунтирования конденсатором.

В двух половинах первичной обмотки выходного трансформатора переменные слагающие коллекторных токов не только сдвинуты по фазе на 180°, но еще проходят от средней точки в противоположных

направлениях. Это означает, что создаваемые ими в верхней и нижней половинах обмотки переменные магнитные потоки (ампер-витки $aw_в$ и $aw_н$) совпадают по фазе (рис. 9-18, *д* и *е*), образуя удвоенный общий поток aw_1 (рис. 9-18, *ж*). Во вторичной обмотке наводится э. д. с. согласованно обоими транзисторами, и (при идеальной симметрии плеч) полезная мощность удваивается. В этом и состоит сущность работы двухтактного каскада.

Но удвоение мощности могло бы быть достигнуто и параллельным включением ламп. Замечательным свойством двухтактной схемы является свойство взаимной компенсации нелинейных искажений двух ламп. Вернемся к рис. 9-3. На нем было показано, как «сжимается» одна из полуволн тока при работе на криволинейной части характеристики. Там же было показано, что переменная составляющая искаженного тока содержит не только основную гармонику, но и высшие гармоники (в частности, вторую). Теперь представим себе, что такие искажения происходят в обоих транзисторах (или лампах) двухтактной схемы и оба искаженных тока наводят магнитные потоки в сердечнике выходного трансформатора. Замечательно следующее: когда первый транзистор посылает «острую» полуволну тока, второй посылает «плоскую» (сжатую) полуволну, и наоборот (рис. 9-19, *а* и *б*).

Рис. 9-19. Взаимная компенсация вторых гармоник в двухтактной схеме.

Разлагая магнитные потоки (ампер-витки), создаваемые верхней ($aw_в$) и нижней ($aw_н$) половинами обмотки, на первую и вторую гармоники и не принимая во внимание четвертую, шестую и другие гармоники (рис. 9-19, *в* и *г*), мы видим, что первые гармоники (*1*) совпадают по фазе (как это было и на рис. 9-18), а вторые гармоники (*2*) противофазны. Следовательно, вторые гармоники в составе общего магнитного потока взаимно компенсируются, и в сердечнике трансформатора имеется лишь поток основной частоты (aw_1) с удвоенной амплитудой (рис. 9-19, *д*). Так же будут взаимно компенсироваться четвертые, шестые гармоники и т. д.

Из этого замечательного свойства вытекают практические следствия: в каждом плече двухтактной схемы точку *m* (см. рис. 9-15 и 9-16) можно выбирать не в середине прямой *kmn*, а ниже середины, с тем чтобы умень-

шить постоянную составляющую тока во время покоя (молчания) и тем самым повысить полезную мощность и к. п. д. каскада. Появляющиеся в каждом плече высшие гармоники (вторые, четвертые и т. д.) взаимно компенсируются. Возможен даже такой режим, когда каждое плечо дает импульс тока только в течение половины периода, а во вторую половину периода ток в цепи коллектора (или анода) отсутствует. Этот режим называется режимом В. Впрочем, в радиоприемной аппаратуре чаще применяется промежуточный режим, подобный показанному на рис. 9-3 и называемый режимом АВ.

9-5. ПРЕДМОЩНЫЕ КАСКАДЫ. ОБРАТНАЯ СВЯЗЬ В УСИЛИТЕЛЯХ

Для перехода от однотактного «предоконечного» (предмощного) каскада к двухтактному оконечному применяется трансформатор (см. рис. 9-17), имеющий вывод от середины вторичной обмотки. Но можно применять трансформаторную схему и для «раскачки» однотактного

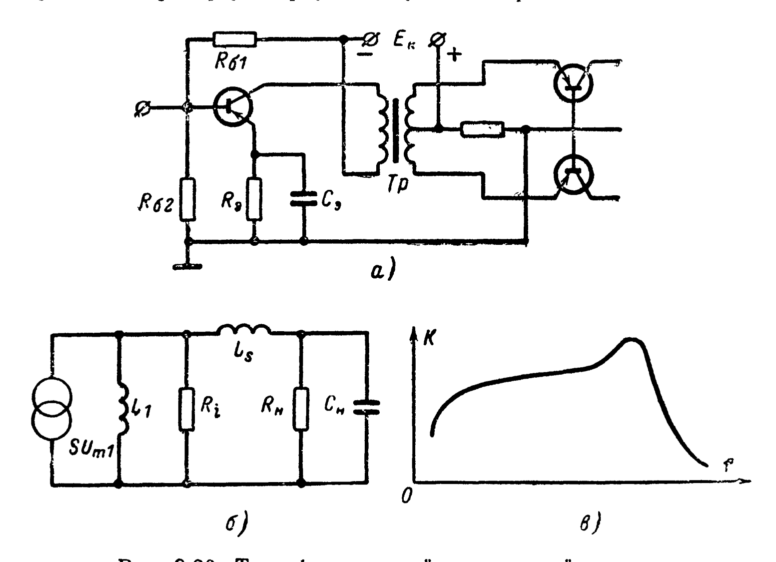


Рис. 9-20. Трансформаторный предмощный каскад.

а — принципиальная схема; *б* — эквивалент выходной цепи; *в* — частотная характеристика для лампового варианта.

выходного каскада, особенно в усилителе на транзисторах, имеющем оконечный каскад с малым входным сопротивлением (например, каскад по схеме с общей базой). Схема предмощного каскада с трансформатором *Тр* в цепи коллектора при общем эмиттере изображена на рис. 9-20, *а*. Вторичная обмотка трансформатора со средним выводом включена на вход мощного двухтактного каскада с транзисторами по схеме с общей базой. Нагрузкой трансформаторного каскада являются сопротивление *R* и емкость *C* между эмиттерами мощного каскада.

В эквивалентной схеме выходной цепи (рис. 9-20, *б*) мы изображаем «приведенные» величины $R_н = Rn^2$ и $C_н = C/n^2$, где $n = w_1/w_2$ — коэффициент трансформации.

Кроме того, следует учесть, что часть магнитного потока трансформатора не принимает участия в передаче энергии из первичной цепи во вторичную: силовые линии первичного потока «рассеиваются», не пронизывая витки вторичной обмотки. Эта рассеиваемая часть переменного магнитного потока образует индуктивность рассеяния L_s, которая входит в эквивалентную схему последовательно и может приобрести заметное сопротивление ωL_s в области верхних звуковых частот.

Если трансформатор сконструирован правильно, т. е. имеет достаточно большую первичную индуктивность «холостого хода» L_1, достаточно малую индуктивность рассеяния L_s и позволяет во всей полосе звуковых частот пренебречь проводимостью «приведенной» емкости ($\omega C/n^2 \ll 1/Rn^2$), то эквивалентная схема представится генератором тока SU_m, работающим на параллельные сопротивления R_i и $R_н$. Роль трансформатора в транзисторном каскаде состоит в «с о г л а с о в а н и и» нагрузочного сопротивления с внутренним: если $R_н = R_i$, то (в соответствии с известной теоремой электротехники) потребителю будет отдаваться м а к с и м а л ь н а я м о щ н о с т ь. Следовательно, оптимальный коэффициент трансформации выбирается из условия

$$n_{опт} = \sqrt{\frac{R_i}{R}}. \tag{9-26}$$

Таким образом, трансформаторный каскад не только обеспечивает переход от однотактной схемы к двухтактной, но и согласует свой «высокоомный» выход с «низкоомным» входом следующего каскада.

В ламповом трансформаторном каскаде, в отличие от транзисторного, нагрузочное сопротивление R может быть очень большим, если следующий каскад работает без токов сетки. Следовательно, пренебрегать влиянием емкости $C_н$ на верхних частотах не приходится. Но нельзя пренебречь и индуктивностью рассеяния L_s, включенной последовательно с емкостью. Дело в том, что в области верхних частот может иметь место резонанс напряжений цепи $L_sC_н$. Как мы знаем из гл. 2, при таком резонансе повышается напряжение на каждом из этих реактивных элементов в отдельности. Ввиду того что выходное напряжение снимается с зажимов емкости, частотная характеристика трансформаторного каскада может в этих условиях приобрести резонансный пик усиления на верхних частотах (рис. 9-20, *в*). Таким свойством трансформаторного каскада можно воспользоваться, если в других каскадах усиление в области верхних частот падает чрезмерно. Это — метод «в ы р а в н и в а н и я» общей частотной характеристики, ординаты которой являются произведениями соответствующих (по частоте) ординат характеристик отдельных каскадов. Заметим, что в транзисторном каскаде чрезмерная индуктивность рассеяния может приводить к снижению усиления на верхних частотах, но резонансные явления отсутствуют из-за большой активной проводимости нагрузки.

Остановимся кратко на понятии об о б р а т н о й с в я з и в усилителях низкой частоты. Мы уже упоминали о том, что обратной связью называется такая цепь связи, по которой усиленные колебания могут воздействовать на цепи усиливаемых колебаний. Цепью обратной связи, как мы знаем, может быть емкость анод—сетка (управляющая) лампы или общий участок кристалла для цепей транзистора. В области звуковых частот связь через междуэлектродную емкость (особенно для ламп

с экранирующей сеткой) обычно не влияет на свойства усилителя. Влияние внутренней обратной связи в транзисторе отчасти учитывается в самой форме его статических характеристик. Более серьезную задачу может представить собой ослабление паразитных связей (в том числе междуэлектродной) в усилителях высокой частоты.

Но в низкочастотных усилителях часто применяется обратная связь, вводимая умышленно для улучшения тех или иных его свойств в противофазе по отношению к колебаниям на входе, вследствие чего искусственно вводимая обратная связь называется противосвязью или о т р и ц а т е л ь н о й   о б р а т н о й   с в я з ь ю. На рис. 9-21, *а* обратная связь

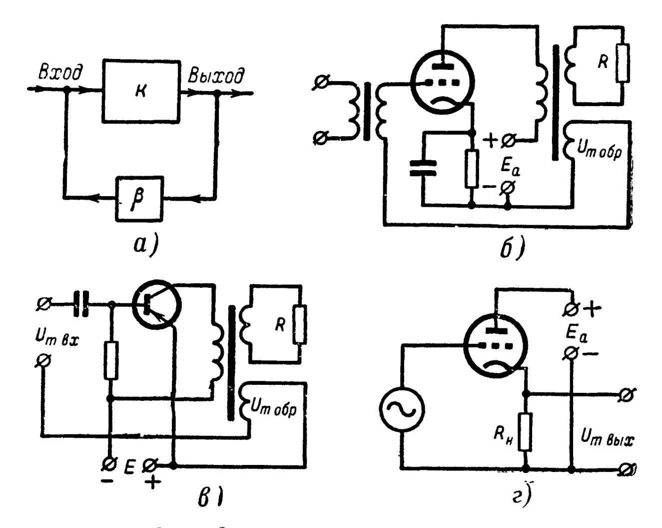


Рис. 9-21. Отрицательная обратная связь.

а — петля обратной связи; *б* — выходной каскад на триоде с отрицательной обратной связью; *в* — выходной каскад на транзисторе с отрицательной обратной связью; *г* — каскад по схеме с общим анодом.

представлена в общем виде. Цепь обратной связи вместе с цепью усилителя, к которой она подключена, образует замкнутый контур, называемый петлей обратной связи. В общем случае петля обратной связи может охватывать один или несколько каскадов.

Оценим влияние обратной связи на коэффициент усиления напряжения. Пусть без обратной связи усилитель способен дать усиление по напряжению $K = U_{m2}/U_{m1}$. Часть выходного напряжения подается обратно на вход, и эта часть составляет $U_{m\,обр} = \beta U_{m2}$, где β — безразмерный коэффициент обратной связи, показывающий, какую долю выходного напряжения пропускает цепь обратной связи на вход. Для отрицательной обратной связи берут практически $\beta \approx 0{,}05 \div 0{,}2$.

При отсутствии обратной связи входное напряжение $U_{m1} = U_{mc}$, где U_{mc} — напряжение, создаваемое только сигналом. При наличии же отрицательной обратной связи

$$U_{m1} = U_{mc} - U_{m\,обр} = U_{mc} - \beta U_{m2} = U_{mc} - \beta K U_{m1}.$$

Собирая члены, содержащие U_{m1}, и вынося U_{m1} за скобки, найдем, что $U_{mc} = U_{m1}(1 + \beta K)$. Следовательно, усиление при наличии отрицательной обратной связи, т. е. отношение выходного напряжения только к напряжению сигнала на входе,

$$K_{\text{обр}} = \frac{U_{m2}}{U_{mc}} = \frac{U_{m2}}{U_{m1}(1 + \beta K)} = \frac{K}{1 + \beta K}. \tag{9-27}$$

Пусть, например, без обратной связи усиление было бы $K = 20$, а коэффициент отрицательной обратной связи $\beta = 0,1$. Тогда при наличии обратной связи усиление

$$K_{\text{обр}} = \frac{20}{1 + 0,1 \cdot 20} \approx 6,7.$$

Следовательно, отрицательная обратная связь снижает коэффициент усиления каскада (или нескольких каскадов) в $(1 + \beta K)$ раз. Может показаться, что свойства усилителя за счет отрицательной обратной связи ухудшились. Действительно, для сохранения той же мощности на выходе, которая выделялась при отсутствии обратной связи, потребуется увеличить входное напряжение в $(1 + \beta K)$ раз. Значит, и входное сопротивление усилителя возросло во столько же раз, чем облегчается задача получения от предыдущих каскадов повышенного напряжения сигнала.

В чем же выгода применения отрицательной обратной связи?

Первое — это уменьшение нелинейных искажений. Действительно, высшие гармоники частоты сигнала возникают на выходе каскада; через цепь обратной связи мы подаем напряжения этих гармоник на вход, и они после усиления образуют на выходе колебания в противофазе по отношению к тем гармоникам, которые возникли из-за нелинейности. Значит, высшие гармоники ослабляются, тогда как основное колебание благодаря увеличенному входному напряжению сохраняет свою выходную амплитуду. Отношение амплитуды искажающей гармоники (например, второй) к амплитуде основного колебания снижается в $(1 + \beta K)$ раз.

Вторая выгода — выравнивание частотной характеристики усилителя. Это легко показать на примере. Предположим, что без обратной связи усиление на средней частоте $K_0 = 20$, а на нижней $K_{\text{н}} = 10$. Получается недопустимая неравномерность $K_0/K_{\text{н}} = 2$. Если же ввести обратную связь с коэффициентом $\beta = 0,1$, то окажется $K_{0\,\text{обр}} = 20/(1 + 0,1 \cdot 20) \approx 6,7$, а $K_{\text{н.обр}} = 10/(1 + 0,1 \cdot 10) = 5$. Неравномерность будет значительно меньше, а именно $K_{0\,\text{обр}}/K_{\text{н.обр}} = 6,7/5 = 1,3$. Правда, необходимо оговориться, что требуемая противофазность подачи обратного напряжения может в полосе частот нарушаться.

Третье достоинство — стабилизация величины усиления. Усиление каскада изменяется в первую очередь за счет изменений параметров лампы и особенно транзистора при замене этих приборов, при колебаниях температуры и т. д. Свойство стабилизации лучше всего показать, взяв предельный случай. Пусть коэффициент обратной связи достаточно велик, и можно считать $\beta K \gg 1$. Тогда

$$K_{\text{обр}} = \frac{K}{1 + \beta K} \approx \frac{1}{\beta},$$

т. е. усиление зависит лишь от параметров цепи обратной связи, но не от лампы или транзистора. А параметры цепи обратной связи сравни-

тельно стабильны. Физический смысл этой стабилизации таков: в случае ухудшения параметров (например, крутизны) падает при данном сигнале выходное напряжение, вместе с ним — и напряжение обратной связи, которое противодействовало сигналу; значит, сигнал на выходе ослабляется меньше, чем он ослабился бы при отсутствии обратной связи.

Можно указать и еще некоторые положительные результаты применения отрицательной обратной связи; однако и сказанного достаточно, чтобы обосновать ее применение.

В качестве простейших примеров оконечных каскадов с отрицательной обратной связью можно привести схемы на триоде и на транзисторе (рис. 9-21, *б* и *в*). В них напряжение обратной связи создается третьей обмоткой выходного трансформатора.

Несколько особое место занимают схемы, в которых коэффициент обратной связи $\beta = 1$. Это известная нам схема с общим коллектором (см. рис. 9-12) и аналогичная ей ламповая схема с общим анодом (рис. 9-21, *г*). В этих схемах нагрузочное сопротивление $R_н$ находится в цепи катода ламповой схемы или в цепи эмиттера транзисторной схемы. Напряжение, создаваемое переменным катодным (эмиттерным) током на этом сопротивлении, является выходным напряжением. Но это же сопротивление участвует полностью и во входной цепи. Значит, выходное напряжение воздействует полностью на входе последовательно с напряжением сигнала, т. е.

$$\beta = \frac{U_{m\,вых}}{U_{m\,обр}} = 1.$$

Усиление получается $K_{обр} = \frac{K}{1+K} < 1$, т. е. каскад не усиливает напряжения. Но замечательно то, что входное сопротивление этой схемы весьма велико, а выходное мало, вследствие чего она применяется в роли согласующего каскада. Замечательно также то, что в отличие от других схем в ней выходное напряжение совпадает по фазе с входным, что легко сообразить, рассмотрев результат повышения входного напряжения. Благодаря последнему свойству транзисторная схема такого вида называется эмиттерным повторителем, а ламповая схема — катодным повторителем.

9-6. УСИЛИТЕЛИ ВИДЕОИМПУЛЬСОВ

Давая в § 9-1 классификацию усилителей первичных сигналов, мы разделили их на усилители сигналов звуковых частот и усилители видеосигналов, причем указали, что последние являются широкополосными. Сейчас мы должны пояснить, чем диктуется широкополосность и как она обеспечивается в усилителях.

Для усиления видеоимпульсов, как и для усиления колебаний звуковых частот, целесообразно ставить лампу в режим работы без сеточных токов. Наиболее пригодным типом усилительного каскада является резистивный каскад (см. рис. 9-10, *а*).

Но при импульсах значительной величины рабочая точка выбирается не в середине прямолинейного участка характеристики, а в его нижней или верхней части. Если на сетку действуют импульсы положительного знака (рис. 9-22, *а*), то рабочая точка выбирается в нижней части характеристики; в этом случае при действии импульса анодный ток возрастает, а напряжение на аноде падает. Если же на сетку воздей-

ствуют импульсы отрицательного знака (рис. 9-22, *б*), то рабочая точка выбирается в верхней части левой области характеристики; в таком случае при действии импульса анодный ток уменьшается, а напряжение на аноде лампы возрастает. Таким образом, выходное напряжение оказывается по знаку (по фазе) «опрокинутым» по отношению к входному. Это «опрокидывание фазы» имело место и при усилении синусоидальных колебаний: при повышении напряжения на сетке анодный ток возрастал (см. например, рис. 8-22), а напряжение на аноде падало, и наоборот. Выходное же напряжение снимается именно с зажимов анод — катод (на рис. 9-10 через емкость $C_р$).

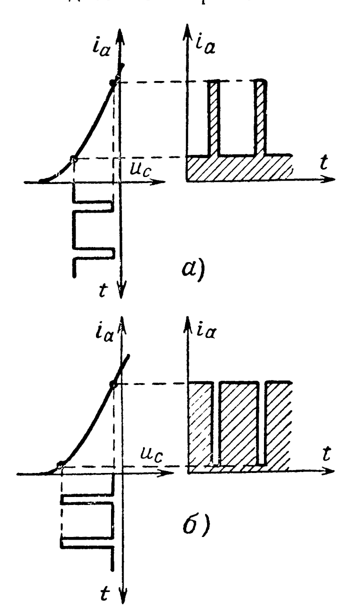


Рис. 9-22. Усиление видеоимпульсов.

а — положительных; *б* — отрицательных.

Итак, положим, что на сетку воздействует видеоимпульс отрицательной полярности. Его действие вызывает скачкообразное уменьшение анодного тока и соответственно скачкообразное уменьшение напряжения, падающего на сопротивлении $R_н$. Напряжение же на аноде скачкообразно повышается на ту же величину. В результате этого начинает дополнительно заряжаться разделительный конденсатор $C_р$, и ток его заряда, проходящий (в схеме на рис. 9-10, *а*) через резистор $R_с$ сверху вниз, образует на верхнем конце этого резистора положительный потенциал, действующий на сетку следующей лампы.

По окончании импульса анодный ток скачком увеличивается, а напряжение на аноде снижается до первоначальной величины. При этом конденсатор $C_р$ перестает заряжаться через резистор $R_с$, ток через $R_с$ прекращается и потенциал верхнего конца этого резистора становится равным нулю. Подобный «идеальный» (неискаженный) процесс усиления видеоимпульса изображен на рис. 9-23, *а*.

Но такой процесс был бы возможен, если бы шунтирующая емкость $C_{вх2}$ была равна нулю, а разделительная емкость $C_р$ была равна бесконечности. Иначе говоря, искажения отсутствовали бы, если бы частотная характеристика не имела снижений ни на нижних, ни на верхних частотах. В реальном же усилителе форма импульса искажается, и процесс искажений можно проследить физически.

Одной из причин искажения импульса является то, что напряжение на аноде не может увеличиться мгновенно, а нарастает постепенно по мере того, как заряжается емкость $C_{вх2}$, параллельная сопротивлению $R_н$. Чем больше произведение $R_нC_{вх2}$, тем медленнее происходит заряд и тем более пологим становится передний фронт импульса на входе (рис. 9-23, *б*). Точно так же напряжение на аноде не может мгновенно спадать, так как оно поддерживается зарядом емкости $C_{вх2}$; эта емкость разряжается постепенно через сопротивление $R_н$, а потому задний фронт выходного импульса растягивается (рис. 9-22, *б*).

Чем короче усиливаемый импульс, тем более опасен этот вид искажений (замедленное нарастание и спадание фронтов).

Из § 2-4 мы знаем законы нарастания и спадания напряжения на емкости при заряде и разряде ее через сопротивление. В частности, закон нарастания

$$u_c = U_0 \left(1 - e^{-\frac{t}{\tau_в}}\right)$$

описывает математически передний фронт искаженного импульса. Здесь постоянная времени «верхней области» $\tau_в \approx R_н C_{вх2}$ определяет собой прохождение верхних частот. Для пентода $\tau_в$ практически диктуется

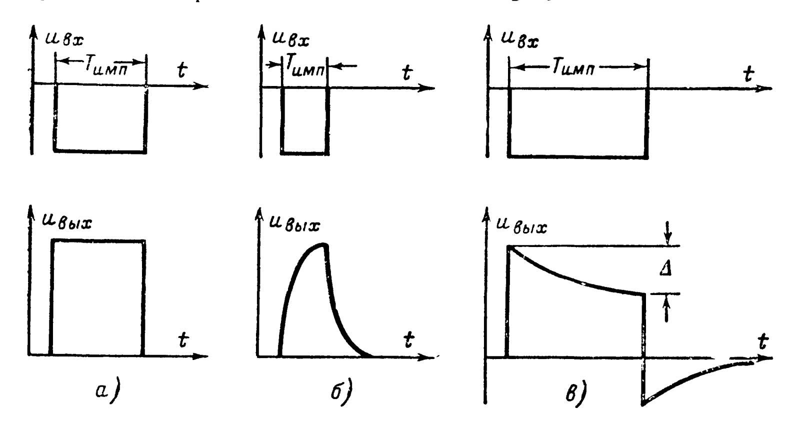


Рис. 9-23. Искажения формы видеоимпульсов при усилении.

а — усиление без искажений; *б* — искажение импульса малой длительности; *в* — искажение импульса большой длительности.

выбором $R_н$, так как $C_{вх2}$ не может быть меньше емкости лампы. Если мы потребуем, чтобы за время 0,1 $T_{имп}$ напряжение успело достигнуть уровня 0,9 от стационарного значения U_0, то постоянную времени следует брать:

$$\tau_в \approx \frac{T_{имп}}{20}, \qquad (9\text{-}28)$$

где $T_{имп}$ есть длительность импульса.

Пусть, например, импульс имеет длительность $T_{имп} = 1$ *мксек*. Пусть емкость $C_{вх2} = 50$ *пф*. Тогда из формулы (9-28) найдем:

$$R_н \approx \frac{T_{имп}}{20 C_{вх2}} = \frac{10^{-6}}{20 \cdot 50 \cdot 10^{-12}} = 10^3 \text{ ом}.$$

Это сопротивление значительно меньше сопротивлений резисторов в каскадах усиления звуковых частот. Значит, и усиление видеокаскада невелико. Если $S = 5$ *мсим*, то усиление напряжения на средних частотах будет $K \approx SR_н = 5 \cdot 10^{-3} \cdot 10^3 = 5$.

Теперь обратимся к формуле (9-18) и выразим верхнюю частоту через $R_н \approx 1/G_{общ}$ и $C_{вх2}$:

$$\omega_з \approx \frac{1}{R_н C_{вх2}}.$$

В нашем примере верхняя частота

$$\omega_{в} \approx \frac{1}{R_{н} C_{вх2}} = \frac{10^{12}}{10^{3} \cdot 50} = 20 \cdot 10^{6};$$

это соответствует частоте $f_{в} = 20/2\pi \approx 3{,}2$ *Мгц*! Мы убедились, что каскад, усиливающий короткие импульсы, должен быть «широкополосным» в сторону верхних частот. И вместе с тем мы увидели, что эта «широкополосность» в области верхних частот достигается за счет малого усиления напряжения.

Чем же определяется нижняя граница полосы частот усилителя? Для ответа на такой вопрос рассмотрим усиление длительного импульса, — настолько длительного, что нарастание переднего и спадание заднего фронтов можно практически считать мгновенным (рис. 9-23, *в*).

В этом случае причиной искажения импульса может быть уменьшение тока, проходящего через резистор $R_{с}$, и напряжения на этом резисторе по мере заряда конденсатора $C_{р}$; в результате этого вершина импульса становится наклонной (рис. 9-23, *в*). Кроме того, после окончания импульса конденсатор $C_{р}$, зарядившийся во время действия импульса, разряжается через резистор $R_{с}$; ток разряда, направленный в $R_{с}$ снизу вверх, создает на этом резисторе «выброс» напряжения обратного знака (рис. 9-23, *в*). Для уменьшения этого вида искажений нужно иметь большую величину произведения $R_{с} C_{р}$, чему ставят границу стоимость, габариты, вес и сопротивление изоляции конденсатора $C_{р}$ и необходимость обеспечить утечку зарядов сетки следующей лампы через резистор $R_{с}$.

Закон снижения вершины импульса также известен из § 2-4:

$$u_{вых} = U_{0} e^{-\frac{t}{\tau_{н}}},$$

где $\tau_{н} = C_{р} R_{с}$ есть постоянная времени «нижней области» (т. е. определяющая собой прохождение нижних частот). Если за время длительности импульса $T_{имп}$ допустить спадание $\Delta = 0{,}1\ U_{0}$, то нужно брать

$$\tau_{н} \approx 10 T_{имп}. \qquad (9\text{-}29)$$

Мы знаем, что $R_{с}$ не следует применять больше 1 *Мом*. Емкость конденсатора $C_{р}$ получает значение $C_{р} \geqslant 10 T_{имп}/R_{с}$. Допустим, что сравнительно длительный импульс телевизионного изображения $T_{имп} =$ 1 *мсек* (т. е. 0,001 *сек*). Тогда при $R_{с} = 10^{6}$ *ом* емкость

$$C_{р} \geqslant \frac{10 T_{имп}}{R_{с}} = \frac{10 \cdot 10^{-3} \cdot 10^{6}}{10^{6}} = 0{,}01 \text{ мкф}.$$

В соответствии с формулой (9-17) нижняя граница полосы видеокаскада получится $\omega_{н} \approx 1/C_{р} R_{с} = 10^{6}/0{,}01 \cdot 10^{6} = 100$. Это соответствует нижней частоте $f_{н} = 100/2\pi \approx 16$ *гц*. Итак, числа рассмотренного примера говорят о ширине полосы частот видеоимпульса 15 *гц* — 3,2 *Мгц*, что приблизительно в 1 000 раз больше полосы усиления звуковых частот. Мы доказали, что широкополосность необходима и что она достигается уменьшением сопротивления $R_{н}$ и увеличением емкости $C_{р}$ в сравнении со значениями их, принятыми для усилителей сигналов звуковых частот.

Малый коэффициент усиления каскада вынуждает составлять видеусилитель из нескольких каскадов, и переходные процессы в каждом из них приводят к росту искажений выходного импульса.

Однако существует возможность компенсировать влияние шунтирующей емкости $C_{вх2}$ в некотором участке высших частот и тем самым расширить частотную характеристику на этом участке или, иначе говоря, уменьшить первый вид искажений импульса (рис. 9-23, *б*). Для этого последовательно с сопротивлением $R_н$ включается небольшая индуктивность $L_а$ (рис. 9-24). На участке высших частот индуктивность $L_а$ и емкость $C_{вх2}$ образуют разветвление, дающее резонанс токов, т. е. их проводимости взаимно компенсируются и причина снижения усиления на этом участке частот устраняется. Включение индуктивности называется **высокочастотной коррекцией** усилителя видеоимпульсов.

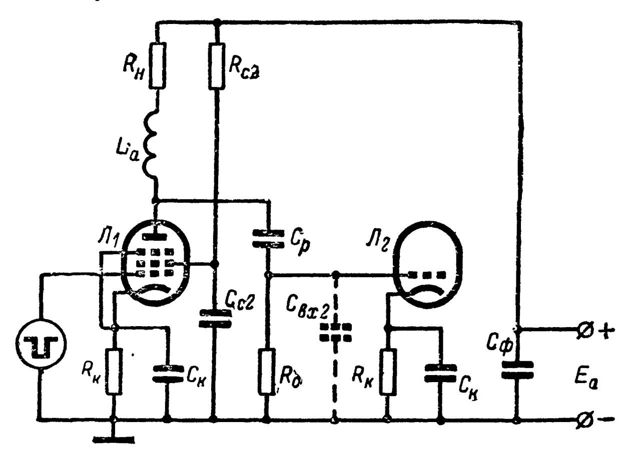


Рис. 9-24. Широкополосный каскад с коррекцией в области верхних частот.

В современных транзисторных телевизорах видеосигналы, управляющие яркостью луча кинескопа, усиливаются обычно двумя широкополосными каскадами; один из них — согласующий — выполняется по схеме с общим коллектором, а второй — выходной — по схеме с общим эмиттером. Но следует сказать, что в транзисторных каскадах получить широкую полосу значительно труднее, нежели в ламповых. Причиной этого является инерционность процессов движения носителей тока в самом кристалле транзистора. Следовательно, ширина полосы определяется не столько параметрами внешних элементов, сколько внутренними свойствами транзистора. Первым из таких показателей для схемы с общим эмиттером является граничная частота транзистора $f_{гр}$, о которой говорилось в § 9-2.

Для видеокаскадов следует выбирать **высокочастотные транзисторы**. Так, при заданной верхней частоте полосы $f_в = 4$ *Мгц* потребуется транзистор с граничной частотой примерно 300 *Мгц*. Вместе с тем выходной каскад видеоусилителя должен быть способным обеспечить размах импульсного сигнала в несколько десятков вольт для успешной «модуляции» электронного луча. Как правило, для расширения частотной характеристики применяется схемная коррекция (например, аналогичная показанной на рис. 9-24).

На этом придется закончить описание усилителей первичных сигналов, возможное в рамках настоящей книги. Усилители маломощных радиосигналов будут изложены в гл. 12, в составе материала по радиоприемным устройствам, а мощные усилители радиочастоты — в главах 10 и 11, применительно к передатчикам.

Глава десятая

ГЕНЕРИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

10-1. ПРИНЦИП ДЕЙСТВИЯ ЛАМПОВЫХ ГЕНЕРАТОРОВ

Для осуществления радиопередачи необходимо иметь источник высокочастотных незатухающих колебаний. Естественно попытаться получить их в тех цепях, которым они свойственны, т. е. там, где они возникают при нарушении электрического равновесия. Для синусоидальных колебаний такой системой является колебательный контур.

Подключим к контуру в некоторый момент t_0 на очень короткое время с помощью ключа *К* (рис. 10-1) источник постоянного тока. При кратковременном включении ток в цепи катушки не успеет нарасти до заметной величины из-за свойства индуктивности препятствовать изменениям тока. Иными словами, правая ветвь контура будет практически разорвана; конденсатор же успеет зарядиться, т. е. получить некоторую порцию энергии. При отключении источника конденсатор начнет разряжаться через катушку, и в контуре возникнут затухающие колебания. Чтобы превратить их в незатухающие колебания, необходимо периодически пополнять запас энергии в контуре, для чего нужно подключать к нему источник постоянного напряжения в ту часть периода колебаний, когда на пластине конденсатора, соединяемой с отрицательным полюсом источника, будут накапливаться электроны. Тогда источник будет пополнять заряд на пластинах, т. е. запас энергии в конденсаторе (рис. 10-1, *а*). Если замкнуть ключ в ту половину периода, когда на данной пластине скапливаются положительные заряды, то источник будет нейтрализовать их и разряжать конденсатор. В первом случае электроны, ускоряемые полем постоянного источника, приходили к контуру, испытывая противодействие одноименных зарядов на пластинах его конденсатора; во втором они двигались в ускоряющем поле контура.

На основании этого можно сформулировать общий физический принцип обмена энергией между колебательной системой и электронным потоком, на котором основано действие большинства генераторных приборов. *Пополнение энергии в колебательной системе происходит в том случае, когда электроны поступают в нее в тормозящем поле. Заряды, проходящие поле колебательной системы, в ускоряющей фазе отбирают энергию у поля системы.* Это общее правило характеризует условие и направление обмена энергией между потоком электронов и полем.

Из сказанного ясно, что для пополнения энергии в контуре следует на полпериода подключать к нему источник постоянного тока, а в другую половину периода отключать его (рис. 10-1, *а* и *б*). При этом будет происходить преобразование энергии источника постоянного тока в энергию высокочастотных колебаний в контуре, т. е. то, что и называют **генерацией высокочастотных колебаний**.

Для этого помимо источника необходимо иметь ключ, с помощью которого можно было бы осуществлять такую коммутацию. Но поскольку

речь идет о высокочастотных колебаниях, нельзя и думать об использовании каких-либо механических переключателей. Роль надежного, безынерционного и управляемого без большой затраты энергии ключа в схемах генераторов широкого диапазона радиочастот может выполнять трехэлектродная или многоэлектродная лампа. Изменение напряжения на управляющей сетке в небольших пределах переводит лампу из запертого состояния в отпертое. Скорость «срабатывания» такого ключа определяется временем пролета электронов от катода к аноду. Если это время много меньше периода колебаний, то лампу можно считать безынерционной. Современные лампы являются практически безынерцион-

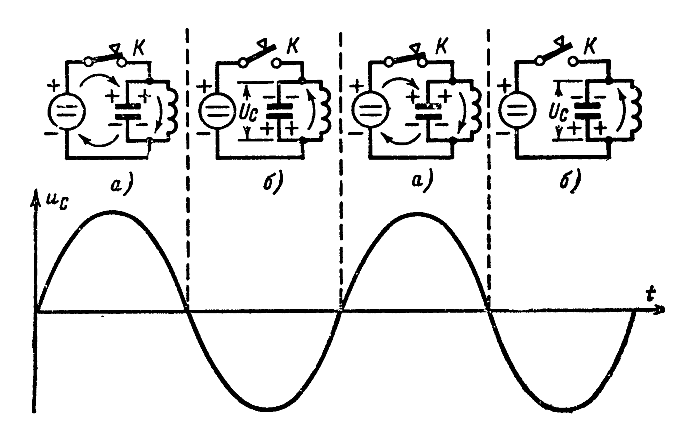


Рис. 10-1. Пополнение энергии контура источником постоянного напряжения.

а — источник пополняет энергию контура; *б* — подключение источника уменьшает энергию контура.

ными до частот, измеряемых тысячами мегагерц (период колебаний порядка 10^{-9} *сек*).

Для того чтобы лампа была заперта в неблагоприятную половину периода, на ее управляющую сетку подают отрицательное напряжение — $E_с$, которое называют **напряжением смещения**, достаточное для прекращения анодного тока. А для отпирания лампы в благоприятную половину периода на управляющую сетку подают также переменное **напряжение возбуждения** $u = U_с \cos \omega t$[1] (рис. 10-2). Во время отрицательного полупериода напряжения возбуждения лампа заперта, а положительные значения напряжения отпирают ее. Поэтому под действием результирующего напряжения на сетке

$$e_с = -E_с + U_с \cos \omega t \qquad (10\text{-}1)$$

в анодной цепи ток будет иметь форму периодических усеченных синусоидальных импульсов.

Такое устройство и представляет собой **ламповый генератор** высокочастотных колебаний. Чтобы убедиться в работоспособности устройства, необходимо проверить еще два обстоятельства: 1) будут ли

[1] В этой главе индекс *m* при амплитудных значениях опущен.

импульсы проходить в благоприятной для пополнения энергии фазе напряжения на контуре и 2) будет ли мощность колебаний в контуре превышать затраты мощности источником возбуждения на управление лампой.

На первый вопрос можно ответить, воспользовавшись представлением анодного тока в виде суммы гармонических составляющих (см. § 2-5) симметричных импульсов:

$$i_а = I_{а0} + I_{а1}\cos\omega t + I_{а2}\cos 2\omega t + I_{а3}\cos 3\omega t + \dots \qquad (10\text{-}2)$$

Если контур настроен на частоту ω, то для постоянной составляющей и для всех высших гармоник он представляет практически короткое

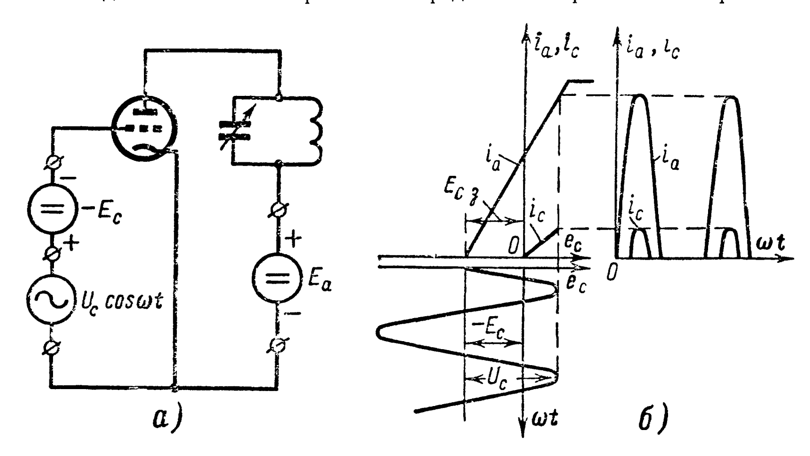


Рис. 10-2. Ламповый генератор незатухающих колебаний.

а — схема; *б* — токи и напряжения в анодной и сеточной цепях.

замыкание; на нем создается падение напряжения только от первой гармоники:

$$u_к = i_{а1}R_э = I_{а1}R_э\cos\omega t, \qquad (10\text{-}3)$$

где $R_э$ — эквивалентное сопротивление контура.

Согласно правилу Кирхгофа для замкнутой цепи источник — контур — лампа напряжение на аноде

$$u_а = E_а - u_к = E_а - I_{а1}R_э\cos\omega t. \qquad (10\text{-}4)$$

На рис. 10-3 изображены графики изменения напряжений и токов в генераторе, соответствующие уравнениям (10-1), (10-3) и (10-4). Из них непосредственно видно, что электроны, пролетая в лампе, подвергаются действию двух полей: постоянного ускоряющего поля источника анодного напряжения и переменного поля контура. Постоянное поле источника разгоняет электроны, сообщая им запас кинетической энергии. Переменное же поле контура тормозит электроны, их скорость уменьшается, и за счет потерянной ими кинетической энергии пополняется запас энергии в контуре. Так происходит преобразование энергии источника постоянного тока в энергию высокочастотных колебаний.

Рассмотрим теперь вопрос о мощности, необходимой для управления электронным потоком в лампе. Сначала допустим, что сетка не перехватывает электроны, летящие к аноду, однако это вовсе не означает, что в ее цепи при этом не может протекать ток.

Если около проводящей поверхности (в данном случае сетки) появляется электрический заряд (рис. 10-4), то свободные электроны проводника в зависимости от знака заряда либо скапливаются на ближайших к заряду участках, либо уходят от них. Это явление получило название **электростатической индукции**, а заряды, возникающие на поверхности, называют **наведенными зарядами**. Очевидно, что величина наведенного заряда зависит от силы притяжения первичного заряда, т. е. от расстояния между зарядом и поверхностью. Поэтому если первичный заряд будет двигаться к поверхности, то наведенный заряд будет возрастать за счет притока электронов с других частей проводника, создающих **наведенный ток** одного направления; при удалении первичного заряда наведенный заряд будет уменьшаться, электроны будут возвращаться на свои места, создавая наведенный ток противоположного направления.

Рис. 10-3. Временные диаграммы процессов в ламповом генераторе.

Если сетка лампы не перехватывает электроны, то сколько электронов подлетит к ней, столько же и удалится от нее к аноду, и результирующий наведенный ток $I_н$ в ее цепи будет равен нулю. Поэтому мощность источника возбуждения, управляющего потоком электронов лампы в этом случае,

$$P_в = \frac{1}{2} U_c I_c = \frac{1}{2} U_c I_н = 0.$$

Следовательно, если электроны не оседают на сетке лампы, то на управление ее потоком (изменение скорости электронов) источник возбуждения мощности не затрачивает.

Это очень важный вывод, который объясняет усилительные свойства большинства генераторных приборов. Ведь речь здесь идет именно о них: в общем случае источник возбуждения затрачивает некоторую высокочастотную мощность на управление потоком $P_в$, благодаря чему в анодном контуре выделяется некоторая мощность P колебаний той же частоты. Для того чтобы устройство обладало усилительными свойствами, первая мощность должна быть меньше второй, т. е. генератор

должен обладать **коэффициентом усиления по мощности**

$$K_м = \frac{P}{P_в}, \qquad (10\text{-}5)$$

превышающим единицу. В рассмотренном выше идеальном случае он равен бесконечности.

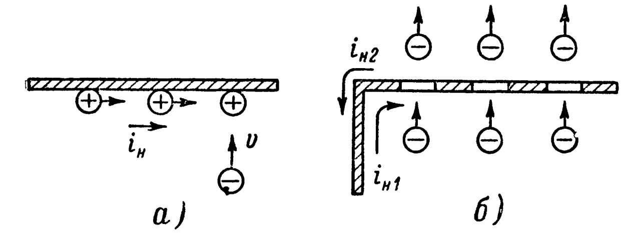


Рис. 10-4. Токи, наводимые движущимися зарядами.

а — ток $i_н$, наводимый в проводящей плоскости приближающимся зарядом; *б* — токи $i_{н1}$ и $i_{н2}$, наводимые в сетке приближающимися и удаляющимися зарядами.

Ну, а как будет на самом деле? Можно ли практически получить такое усиление? Как ни странно на первый взгляд, но это возможно. Электроны не будут оседать на сетке, если напряжение на ней лежит в области отрицательных значений; анодный ток при этом может существовать, как это следует из вида статических характеристик лампы. Выбрав соответствующим образом напряжения смещения и возбуждения, можно установить подобный режим работы, называемый **буферным** (рис. 10-5).

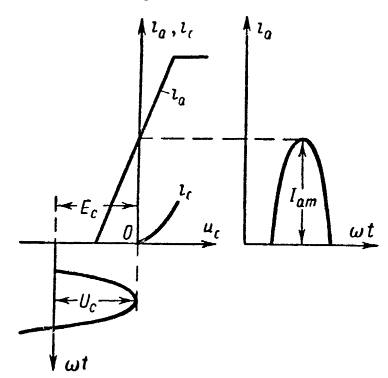


Рис. 10-5. Использование лампы без токов сетки (буферный режим).

Однако из рис. 10-5 видно, что в таком режиме лампа сильно недоиспользуется по току, поэтому в устройствах, где важно получение максимальной мощности на выходе, он практически используется редко и генераторы работают с токами управляющей сетки, но амплитуда их обычно не превышает 10—15% от анодного тока. Поэтому коэффициент усиления генераторов по мощности практически лежит в пределах от десятков до сотен единиц.

Из рис. 10-2 видно, что и сеточный ток представляет собой периодическую последовательность импульсов, т. е. состоит из постоянной составляющей и гармоник:

$$i_c = I_{c0} + I_{c1}\cos\omega t + I_{c2}\cos 2\omega t + I_{c3}\cos 3\omega t + \dots \qquad (10\text{-}6)$$

Для того чтобы уяснить полностью схему лампового генератора, остается еще определить, каким образом создается напряжение возбуждения.

Источником возбуждающего напряжения может служить другой генератор высокочастотных колебаний; в этом случае возбуждаемый генератор называют генератором с внешним возбуждением (рис. 10-6, *а*). Но можно обойтись и без внешнего источника

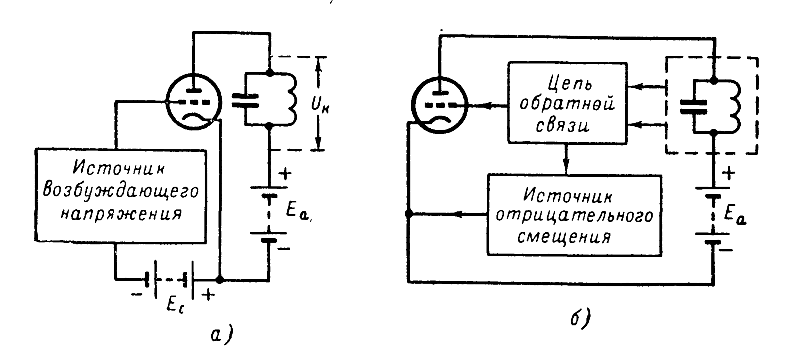


Рис. 10-6. Ламповые генераторы.

а — с внешним возбуждением; *б* — с самовозбуждением.

возбуждения, если снять часть напряжения со своего же анодного контура и подвести его к сетке лампы по специальной цепи обратной связи (рис. 10-6, *б*). В таком генераторе при выполнении определенных условий включение или малейшее нарушение электрического равновесия приводит к возникновению колебаний без подведения высокочастотной энергии от внешнего источника. Поэтому подобные генераторы называют генераторами с самовозбуждением; они и служат источниками первичных колебаний в радиоустройствах. Явления в них более сложны, чем в генераторах с внешним возбуждением, поэтому целесообразно начать более подробное изучение с последних.

10-2. ГЕНЕРАТОРЫ С ВНЕШНИМ ВОЗБУЖДЕНИЕМ (УСИЛИТЕЛИ)

Из рассмотрения общего принципа работы ламповых генераторов следует, что в отличие от усилителей, рассмотренных в гл. 9, лампа в них используется как существенно нелинейный элемент: часть периода анодный ток лампы изменяется пропорционально напряжению на управляющей сетке, а часть периода анодный ток отсутствует, хотя напряжение на сетке изменяется. В результате этого токи в анодной и сеточной цепях получаются несинусоидальными и используются только их отдельные составляющие. Может показаться, что это нерационально, но на самом деле именно нелинейность генераторов позволяет в принципе получить их к. п. д. сколько угодно близким к единице.

Разобранный выше механизм преобразования энергии в генераторе позволяет сделать вывод, что оно происходит тем эффективнее, чем сильнее тормозятся электроны, пролетающие в лампе. Поэтому для повыше-

ния эффективности генератора нужно, чтобы возможно большее число электронов пролетало в максимально тормозящем поле. Из рассмотрения рис. 10-3 следует, что для этого нужно работать с предельно узкими импульсами анодного тока.

Форму импульсов характеризует их амплитуда I_{am} и **угол отсечки** θ, под которым подразумевают выраженную в угловой мере половину той доли периода, в течение которой существует анодный ток. В случае, изображенном на рис. 10-3, анодный ток существует в течение половины периода, следовательно, угол отсечки равен 90°.

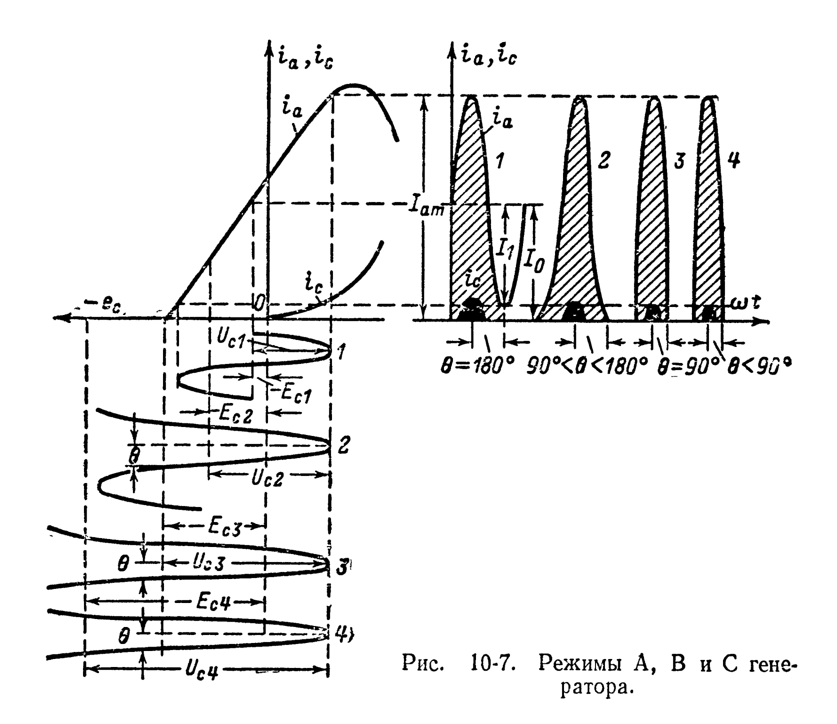


Рис. 10-7. Режимы А, В и С генератора.

Данный вид работы называют **режимом В**. Работу с углами отсечки $\theta < 90°$ называют **режимом С**.

Из сказанного не следует делать вывода, что работа генератора в линейном режиме невозможна. Если уменьшением смещения поставить генератор в режим, при котором анодный ток не спадает до нуля (рис. 10-7), то угол отсечки $\theta = 180°$. При этом говорят, что генератор работает **в режиме А**. Полезный энергетический эффект в нем достигается, несмотря на непрерывное протекание тока за счет того, что в благоприятной (тормозящей) фазе пролетает больше электронов, чем в неблагоприятной (ускоряющей). Однако, очевидно, что в этом случае эффективность преобразования энергии будет весьма низкой. Поэтому такой режим используется только тогда, когда важно воспроизвести в анодной цепи возможно точнее закон изменения напряжения возбуж-

дающего источника. С подобным требованием чаще всего приходится встречаться в усилителях низкой частоты.

Рассмотрим основные энергетические соотношения в ламповом генераторе.

На основании выводов § 2-4 о том, что энергетическое взаимодействие источника напряжения происходит только с токами той частоты, какую имеет источник, можно заключить, что мощность, потребляемая генератором от источника анодного напряжения,

$$P_0 = I_{a0} E_a, \tag{10-7}$$

Мощность генерируемых колебаний, выделяющаяся в анодном контуре,

$$P = \frac{1}{2} U_к I_{a1} = \frac{1}{2} \frac{U_к^2}{R_э} = \frac{1}{2} I_{a1}^2 R_э. \tag{10-8}$$

Не заторможенные полностью полем контура электроны ударяются об анод лампы, затрачивая при этом остаток своей кинетической энергии на нагревание анода. Согласно закону сохранения энергии тепловая мощность, рассеиваемая на аноде,

$$P_a = P_0 - P. \tag{10-9}$$

Важнейшей характеристикой всякого генератора как преобразователя энергии является электронный коэффициент полезного действия (к. п. д.), под которым подразумевают отношение генерируемой мощности к потребляемой:

$$\eta = \frac{P}{P_0} = \frac{1}{2} \frac{I_{a1}}{I_{a0}} \frac{U_к}{E_a}. \tag{10-10}$$

Мощность источника возбуждения согласно выражению (10-6) и выводам § 2-4, в соответствии с которыми он может взаимодействовать только с первой гармоникой сеточного тока, имеющей ту же частоту,

$$P_в = \frac{1}{2} U_c I_{c1}. \tag{10-11}$$

Коэффициент усиления по мощности согласно уравнениям (10-8) и (10-11)

$$K_м = \frac{P}{P_в} = \frac{U_к}{U_c} \frac{I_{a1}}{I_{c1}}. \tag{10-12}$$

Из формул (10-7) — (10-12) следует, что энергетические соотношения в ламповом генераторе определяются гармоническими составляющими токов лампы; последние же зависят от формы импульсов. У используемых в генераторах усеченных синусоидальных импульсов составляющие являются функциями углов отсечки.

На рис. 10-8 приведены графики, характеризующие зависимости относительных амплитуд трех первых гармонических составляющих, называемых коэффициентами разложения импульсов, от угла отсечки:

$$\alpha_0 = \frac{I_{a0}}{I_{am}} = f_1(\theta); \quad \alpha_1 = \frac{I_{a0}}{I_{am}} = f_2(\theta); \quad \alpha_2 = \frac{I_{a2}}{I_{am}} = f_3(\theta);$$

$$\alpha_3 = \frac{I_{a3}}{I_{am}} = f_4(\theta).$$

Эти графики показывают, что для каждой гармоники существуют оптимальные углы отсечек, при которых их содержание в импульсах достигает максимального значения. Оптимальные углы отсечки можно найти из простого соотношения

$$\theta_{\text{опт}} = \frac{120^\circ}{n}. \tag{10-13}$$

Максимальные значения коэффициентов разложения убывают приблизительно обратно пропорционально номеру гармоники. Постоянная составляющая анодного тока монотонно возрастает с увеличением угла отсечки.

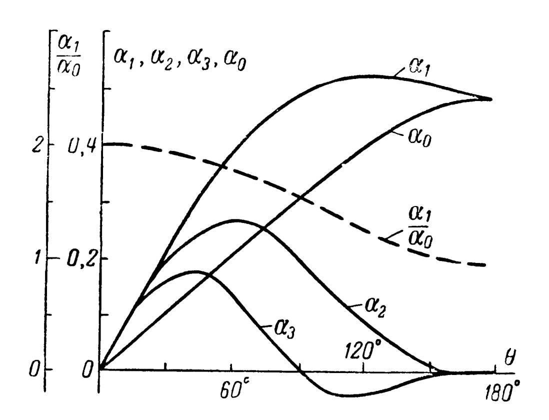


Рис. 10-8. Зависимости коэффициентов разложения синусоидальных импульсов от угла нижней отсечки.

Настраивая контур на частоту одной из высших гармоник, можно получить в нем колебания, частота которых будет в целое число раз превосходить частоту колебаний возбуждающего источника. Такой генератор называют **умножителем частоты**.

В принятых обозначениях выражение (10-10) можно переписать в виде

$$\eta = \frac{1}{2}\frac{\alpha_1}{\alpha_0}\frac{U_{\text{к}}}{E_{\text{а}}}. \tag{10-14}$$

На рис. 10-8 приведен также график зависимости α_1/α_0 от угла отсечки, из которого видно, что это отношение, равное единице в режиме А ($\theta = 180^\circ$), возрастает с уменьшением отсечки до двух. Если принять напряжение на контуре в режиме А равным напряжению источника (это предельный случай для режима А, так как при $U_{\text{к}} > E_{\text{а}}$ напряжение на аноде лампы в некоторую часть периода становится отрицательным и анодный ток прекращается), то согласно выражению (10-14) можно получить максимальное теоретическое значение для к. п. д. генератора: $\eta_{\text{макс}} = 0{,}5$. При том же напряжении уменьшение отсечки до 90° (режим В) приводит к увеличению к. п. д. до 78%. Дальнейшее уменьшение

отсечки (переход в режим С) приводит к монотонному увеличению к. п. д., стремящемуся к единице при $\theta \to 0$.

Из выражения (10-14) следует, что к. п. д. генератора тем больше, чем больше отношение

$$\frac{U_{\text{к}}}{E_{\text{а}}} = \xi,$$

называемое **коэффициентом использования анодного напряжения**. Возникает вопрос о том, какие же значения

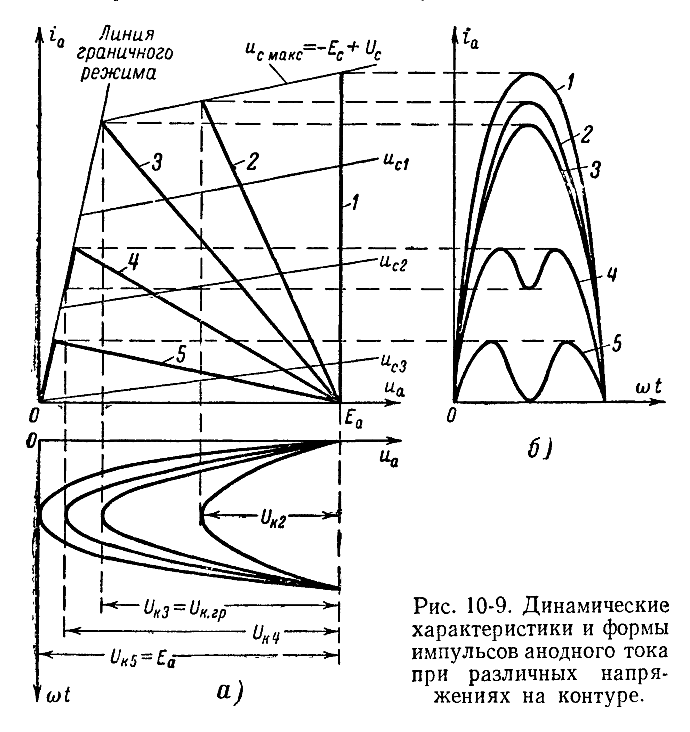


Рис. 10-9. Динамические характеристики и формы импульсов анодного тока при различных напряжениях на контуре.

ξ достижимы и целесообразны на практике. Ответ на этот вопрос помогут дать графические построения динамических характеристик лампы и импульсов анодного тока.

Ранее было установлено, что при изменении напряжения на сетке лампы по закону $e_{\text{c}} = -E_{\text{c}} + U_{\text{c}} \cos \omega t$ одновременно в отличие от статического режима изменяется напряжение на аноде генераторной лампы:

$$e_{\text{а}} = E_{\text{а}} - U_{\text{к}} \cos \omega t = E_{\text{а}} (1 - \xi \cos \omega t). \qquad (10\text{-}15)$$

На основании этого, задавшись каким-то значением амплитуды напряжения на контуре (или коэффициентом использования анодного напряжения), можно вычислить для любого момента времени мгновенные напряжения на сетке и аноде и найти на семействе статических характеристик соответствующие значения токов анода и сетки для

данного момента. Проделав подобные вычисления для различных моментов времени, соединяют отдельные точки плавной кривой; полученная линия и будет **динамической характеристикой генератора** при данном значении напряжения на контуре $U_к$ (рис. 10-9, *а*). Одновременно строятся и импульсы токов (рис. 10-9, *б*).

Изображенные на рис. 10-9 построения проведены при смещении на сетке E_{cB} для работы генератора в режиме В. При коротком замыкании в анодной цепи $U_к = 0$ и в любой момент времени (при любом напряжении на сетке) $e_а = E_а$, поэтому динамическая характеристика представляет собой вертикальную прямую *1*, верхний конец которой оканчивается на статической характеристике, соответствующей максимальному мгновенному напряжению на сетке:

$$e_{с.макс} = -E_с + U_с. \quad (10\text{-}16)$$

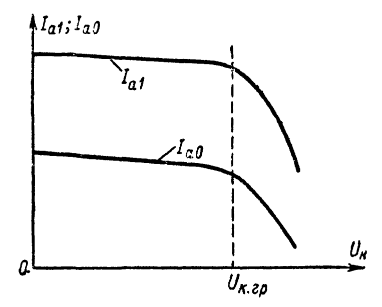


Рис. 10-10. Зависимости первой гармоники и постоянной составляющей анодного тока от амплитуды напряжения на контуре.

Нетрудно понять, что динамическая характеристика *2*, снятая при нагрузке, отличной от нуля, когда $U_к = U_{к2} > 0$, пойдет наклонно потому, что при тех же напряжениях на сетке, мгновенные напряжения на аноде согласно выражению (10-15) будут меньше, чем при коротком замыкании, а следовательно, и анодный ток будет меньше.

Чем больше амплитуда напряжения на контуре, тем меньше напряжение на аноде и тем больше наклонена динамическая характеристика. Благодаря малому наклону горизонтальной части статических характеристик это не приводит к существенному уменьшению импульсов, пока верхний конец динамической характеристики *3* не попадет на линию спада анодного тока. Соответствующий этому случаю режим называют **граничным**.

Дальнейшее увеличение напряжения на контуре приводит к тому, что верхняя часть динамической характеристики *4* спускается по линии спада анодного тока; импульс уменьшается, и в вершине его появляется провал. Последнее объясняется резким ростом сеточного тока за счет анодного при малых напряжениях на аноде. Подобный режим принято называть **перенапряженным** в отличие от режима работы с малыми напряжениями на контуре ($U_к < U_{к.гр}$), малыми сеточными токами и остроконечными импульсами анодного тока, называемого **недонапряженным**.

Полученные в результате этих построений импульсы анодного тока позволяют найти зависимость гармонических составляющих от напряжения на контуре. Все составляющие анодного тока пропорциональны амплитуде импульсов, поэтому увеличение напряжения на контуре от нуля до $U_{к.гр}$, обычно составляющего $(0{,}8 \div 0{,}9)\ E_а$, приводит к небольшому уменьшению постоянной составляющей и первой гармоники анодного тока (рис. 10-10). Дальнейшее же увеличение напряжения на контуре приводит к резкому падению их вследствие уменьшения импульсов анодного тока и дополнительно из-за уменьшения содержания этих составляющих в импульсах со впадиной.

График на рис. 10-10 представляет зависимость первой гармоники анодного тока от напряжения на контуре, т. е. $I_{a1} = f(U_к)$. Но имеется и обратная зависимость — напряжение на контуре генератора пропорционально первой гармонике анодного тока:

$$U_к = I_{a1}R_э. \quad (10\text{-}17)$$

Следовательно, в генераторе установятся ток и напряжение, удовлетворяющие одновременно этим двум зависимостям. Найти их можно по точкам пересечения графиков на рис. 10-10 и графиков, выражающих соотношение (10-17), как показано на рис. 10-11. В принятых осях координат вторая зависимость

$$I_{a1} = \frac{U_к}{R_э} \quad (10\text{-}18)$$

представляет собой прямые, угол наклона которых уменьшается с увеличением $R_э$.

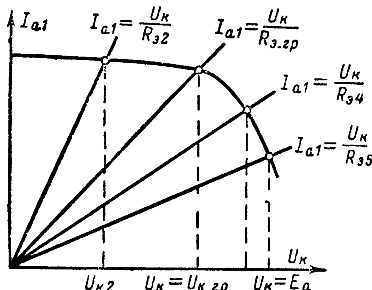


Рис. 10-11. Определение напряжения и тока при данном сопротивлении нагрузки.

Придавая $R_э$ различные значения, по точкам пересечения получаем зависимости тока и напряжения от сопротивления нагрузки, которые называются н а г р у з о ч н ы м и х а р а к т е р и с т и к а м и г е н е р а т о р а. Из рис. 10-11 видно, что увеличение нагрузки от нуля до значения $R_э = R_{э.гр}$, при котором генератор достигает граничного режима, приводит к почти пропорциональному возрастанию напряжения на

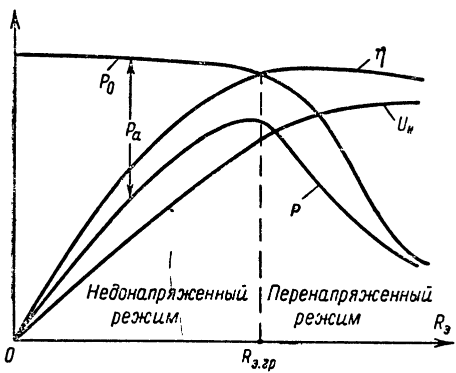


Рис. 10-12. Нагрузочные характеристики лампового генератора.

контуре и незначительному уменьшению анодного тока. Дальнейшее увеличение нагрузки приводит к переходу генератора в перенапряженный режим — резкому падению анодного тока при небольшом увеличении напряжения на контуре (рис. 10-12). Генерируемая мощность, равная произведению этих двух величин, в недонапряженном режиме возрастает вследствие роста напряжения, а в перенапряженном режиме

падает из-за резкого уменьшения анодного тока. Следовательно, можно заключить, что генерируемая мощность достигает максимума в граничном режиме. Потребляемая мощность с увеличением сопротивления нагрузки монотонно падает в соответствии с изменением постоянной составляющей анодного тока. Интересно отметить, что это свойственно только генераторам при нелинейном режиме их работы; в режиме А постоянная составляющей анодного тока не зависит от нагрузки.

На основании полученных зависимостей можно найти закон изменения к. п. д. генератора. До граничного режима к. п. д. возрастает, поскольку генерируемая мощность растет, а потребляемая уменьшается.

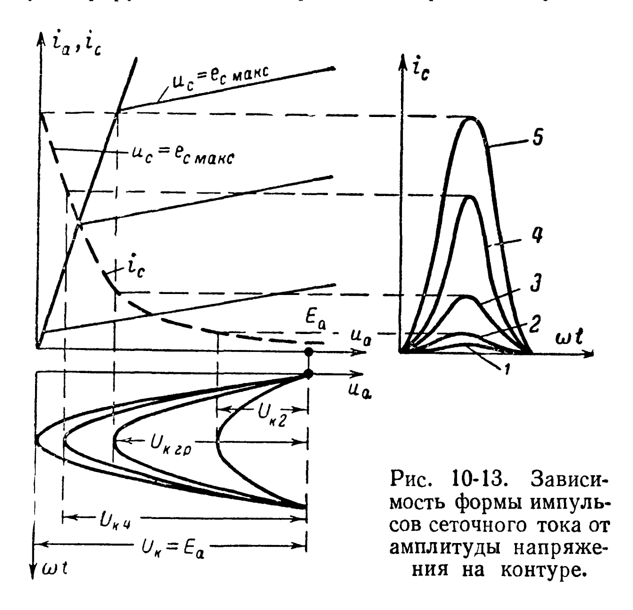


Рис. 10-13. Зависимость формы импульсов сеточного тока от амплитуды напряжения на контуре.

В области перенапряженного режима благодаря тому, что и генерируемая, и потребляемая мощности уменьшаются одновременно, к. п. д. остается почти неизменным. Мощность, рассеиваемая на аноде, равная разности между потребляемой и генерируемой мощностью, как непосредственно видно из рис. 10-12, с ростом сопротивления нагрузки монотонно уменьшается.

Проведенное рассмотрение показывает, что для получения максимальной мощности при высоком к. п. д. следует использовать генератор в граничном режиме, когда $U_к = (0{,}8 \div 0{,}9)\ E_a$.

Рассмотрим теперь, как изменяется режим сеточной цепи с изменением нагрузки. С увеличением сопротивления нагрузки напряжение на ней растет, а минимальное напряжение, которое действует на аноде в момент, когда на сетке максимальное напряжение (рис. 10-13), уменьшается. Поэтому происходит перераспределение электронного потока лампы в пользу сетки; ее ток растет сравнительно слабо в области недонапряженного и весьма резко в области перенапряженного режима. Одновременно растет и мощность возбуждения.

Если рассмотреть схему сеточной цепи генератора (рис. 10-14, *а*), то легко видеть, что постоянная составляющая сеточного тока I_{c0} подзаряжает источник смещения E_c, на что тратится мощность

$$P_{c0} = I_{c0} E_c. \qquad (10\text{-}19)$$

Поскольку сеточный ток создается за счет действия источника возбуждения, то и подзарядка источника смещения осуществляется за счет мощности $P_в$, затрачиваемой возбудителем. Остаток этой мощности рассеивается в виде тепла на сетке:

$$P_c = P_в - P_{c0}. \qquad (10\text{-}20)$$

Из проведенного рассмотрения вытекает, что при малом сопротивлении нагрузки (в недонапряженном режиме) следует опасаться перегрева

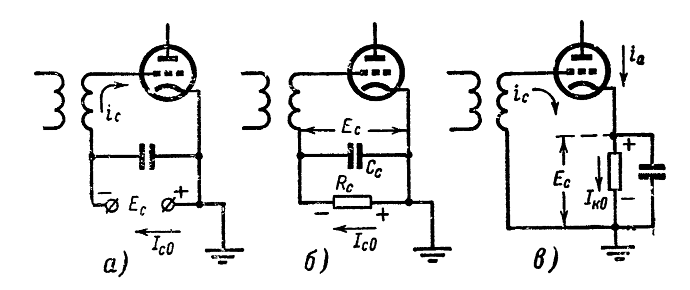


Рис. 10-14. Методы создания отрицательного напряжения смещения на управляющей сетке лампы генератора.

а — включение источника смещения; *б* — сеточное смещение; *в* — катодное смещение.

анода, а при большом сопротивлении нагрузки (в области перенапряженного режима) — перегрева сетки лампы. В триодах эта опасность грозит управляющей, а в тетродах и пентодах еще и экранирующей сетке, на которую подается значительный положительный потенциал.

Все сказанное выше относится к генераторам, у которых смещение создается специальным источником и не меняется с изменением режима. Однако такой метод создания смещения используется в общем довольно редко. На самом деле, зачем ставить источник напряжения, если его энергия не используется? Поэтому чаще его заменяют ячейкой из параллельно соединенных резистора R_c и конденсатора C_c (рис. 10-14, *б*). Постоянная составляющая сеточного тока, проходя через резистор, создает на нем падение напряжения

$$E_c = - I_{c0} R_c, \qquad (10\text{-}21)$$

которое и действует как отрицательное напряжение на сетке относительно катода.

Переменные составляющие сеточного тока, проходя через конденсатор C_c достаточно большой емкости, не создают заметного падения напряжения на нем, и можно считать, что напряжение на ячейке практически постоянно. Такую элементарную ячейку называют **цепочкой автоматического смещения**. Необходимо отметить, что она обладает рядом интересных особенностей, влияющих на работу

генератора. При изменении режима работы последнего изменяется сеточный ток, поэтому и смещение не остается неизменным. Независимый же источник смещения, обладающий малым внутренним сопротивлением, поддерживает смещение постоянным независимо от режима генератора.

В ряде случаев использование цепочки автоматического смещения полезно. Так, например, если из-за изменения питающих напряжений режим генератора сдвинется к перенапряженному, то ток сетки возрастет, смещение увеличится и напряженность режима несколько уменьшится. Иными словами цепочка стабилизирует напряженность режима.

Однако иногда ее действие может привести к нежелательным эффектам. Например, если анодный контур расстроится, то напряжение на нем уменьшится, а остаточное напряжение на аноде $e_{а.мин} = E_а - U_к$ возрастет, в результате чего анодный ток увеличится, а сеточный упадет, что в свою очередь приведет к уменьшению смещения и дополнительному росту анодного тока, а это может привести к перегреву анода.

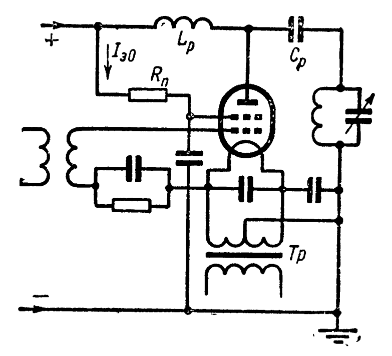


Рис. 10-15. Схема питания электродов генераторных ламп.

Для устранения подобных неприятностей часто используют цепочку **катодного смещения** (рис. 10-14, *в*). По своему принципу действия она аналогична цепочке сеточного автоматического смещения, но смещение здесь создается за счет постоянной составляющей катодного тока. Поскольку последний представляет собой суммарный ток всех электродов лампы, то величина его не зависит от напряженности режима.

Часто используются комбинированные схемы смещения, в которых оно создается одновременно за счет сеточного и катодного токов. Такие комбинированные схемы позволяют получить большую устойчивость режима.

На работу генераторов оказывает влияние также способ питания других электродов лампы. В рассмотренных выше схемах питание анода ламп осуществлялось через контур генератора, что опасно, если оператор в процессе эксплуатации должен перестраивать контур. Такая схема питания анода получила название **последовательной**. Чтобы обеспечить безопасность оператора, в генераторах с напряжениями выше 250 *в* обычно используют **параллельную** схему питания анода (рис. 10-15). В ней контур отделен от анода разделительным конденсатором $C_р$ достаточно большой емкости, представляющим практически короткое замыкание для токов высокой частоты. Источник же анодного напряжения включен через разделительную катушку $L_р$ (дроссель), предотвращающую замыкание токов высокой частоты через цепь питания. Сопротивление дросселя $L_р$ для первой гармоники анодного тока должно примерно раз в десять превышать величину эквивалентного сопротивления контура. Поскольку же последнее измеряется тысячами ом, то дроссель должен иметь большое число витков.

Защитная сетка пентодов соединяется по постоянному току с катодом или же на нее подается небольшое положительное напряжение (обычно с потенциометра в общей цепи питания).

На экранирующую сетку лампы подается значительное положительное напряжение, соизмеримое с анодным, поэтому чаще всего ее питают от анодного источника через поглотительное сопротивление $R_п$ (рис. 10-15). Постоянная составляющая тока экранирующей сетки $I_{э0}$ создает на поглотительном сопротивлении падение напряжения $U_п = I_{э0}R_п$, поэтому на экранирующую сетку подается напряжение

$$E_э = E_а - I_{э0}R_п. \tag{10-22}$$

При подобном способе питания изменение напряженности режима так же, как и при сеточном автоматическом смещении, приводит к изменениям напряжения на экранирующей сетке, которые оказывают стабилизирующее воздействие на режим работы генератора.

Накал ламп чаще всего осуществляется от понижающего трансформатора *Тр*, один из концов или средняя точка вторичной обмотки которого заземляется. Последнее обстоятельство всегда надо иметь в виду потому, что катод лампы в некоторых схемах находится под напряжением высокой частоты относительно земли. В этих случаях необходимо в цепь накала ставить высокочастотные дроссели. В относительно мощных генераторах на лампах прямого накала токи высокой частоты, неравномерно обтекая нить, могут создать на ее выводах значительную разность потенциалов. Чтобы исключить возможность электрического пробоя, выравнивают высокочастотный потенциал выводов, соединяя их между собой через конденсатор.

10-3. ГЕНЕРАТОРЫ С САМОВОЗБУЖДЕНИЕМ

Генераторы с самовозбуждением отличаются от рассмотренных выше генераторов с внешним возбуждением наличием цепи обратной связи. На рис. 10-16 изображена схема автогенератора, в котором обратная связь осуществляется через трансформатор, связывающий анодную и сеточную цепи ламп.

Наличие обратной связи создает возможность для возбуждения в схеме незатухающих колебаний без воздействия внешнего источника. Это может вызвать недоумение: если бы в контуре в начальный момент существовали колебания, то из-за наличия обратной связи на сетке возникло бы напряжение возбуждения и благодаря усилительным свойствам генератора колебания в данной замкнутой системе продолжались бы неограниченно долго. Но ведь в момент включения генератора этих колебаний нет!?

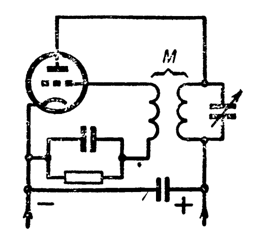


Рис. 10-16. Схема автогенератора с трансформаторной обратной связью.

Рассеять это недоумение позволяет гармонический анализ. В момент включения во всех цепях генератора проходят кратковременные импульсы токов, заряжающих емкости схемы. Из § 2-5 нам известно, что одиночный импульс образует сплошной спектр колебаний, одно из которых поэтому обязательно совпадет с собственной частотой колебательной системы генератора. Колебание возбудит контур, и по цепи обратной связи на сетку лампы поступит напряжение данной частоты. Под действием его анодный ток лампы станет изменяться с той же частотой, переменная составляющая его, проходя через контур, будет усиливать

возникшие в нем колебания. Амплитуда их будет нарастать до тех пор, пока энергия, приносимая в контур, не сравняется с энергией возрастающих потерь, после чего в схеме установятся колебания с постоянной амплитудой. Этот процесс называется **самовозбуждением** генератора. Поскольку генератор здесь является автономной системой (лишенной внешних воздействий), то его называют также **автогенератором**, а колебания в нем — **автоколебаниями**.

Следует отметить, что описанная нами картина самовозбуждения автогенератора представлена несколько упрощенно. На самом деле, для того чтобы все происходило подобным образом, необходимо выполнить некоторые условия.

Во-первых, для того чтобы первичное напряжение на контуре усиливалось, необходимо, чтобы переменная составляющая анодного тока создавала на контуре падение напряжения, совпадающее по фазе с первичным, т. е. сумма всех фазовых сдвигов напряжений, накапливающихся при обходе замкнутой автоколебательной системы, должна быть равна нулю или целому числу 2π *рад*. Это требование называют **фазовым условием самовозбуждения** или **условием баланса фаз** в автогенераторе. Поскольку фазовые сдвиги при данных параметрах схемы зависят от частоты, то это условие определяет частоту генерируемых колебаний.

Второе условие в общем виде можно сформулировать следующим образом: первичные колебания в схеме будут нарастать, если мощность подводимых к контуру колебаний будет больше мощности потерь в нем. Это условие выполняется при определенных соотношениях в схеме амплитуд токов и напряжений и называется поэтому **амплитудным условием самовозбуждения**. Найдем математическую форму, выражающую это условие. Согласно расчетным соотношениям, полученным на стр. 226, первая гармоника анодного тока

$$I_{a1} = S\,(U_c + DU_a), \tag{10-23}$$

где S — крутизна характеристики лампы, U_c — амплитуда напряжения на сетке; U_a — амплитуда напряжения на аноде и D — проницаемость лампы.

Напряжение на сетке лампы пропорционально напряжению на контуре:

$$U_c = kU_к, \tag{10-24}$$

где k — **коэффициент обратной связи**, показывающий, какая доля напряжения на контуре подается по цепи обратной связи на сетку.

Переменное напряжение на аноде лампы противофазно напряжению на контуре [см. соотношения (10-4) и (10-3), а также рис. 10-3]:

$$U_к = -U_a. \tag{10-25}$$

Подставив выражения (10-24) и (10-25) в формулу (10-23), получим:

$$I_{a1} = SU_к\,(k - D). \tag{10-26}$$

Напряжение, создаваемое этим током на контуре,

$$U'_к = I_{a1}R_э = SU_к\,(k - D), \tag{10-27}$$

где $R_э$ — эквивалентное сопротивление контура, а $U'_к$ — напряжение на контуре, возникшее в результате срабатывания схемы под действием

первичного напряжения $U_к$. Если подводимая к контуру мощность больше потерь в нем, то

$$U'_к > U_к \qquad (10\text{-}28)$$

и колебания будут нарастать.

Подставив формулу (10-27) в условие (10-28), получим:

$$SR_э (k - D) > 1 \qquad (10\text{-}29)$$

или в другом виде

$$k > \frac{1}{SR_э} + D. \qquad (10\text{-}30)$$

Отсюда видно, что для самовозбуждения генератора необходимо, чтобы коэффициент обратной связи превышал некоторое критическое (минимальное) значение, которое тем больше, чем меньше крутизна лампы и эквивалентное сопротивление контура и чем больше проницаемость лампы.

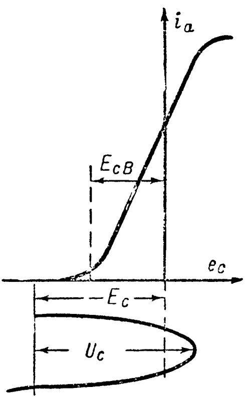


Рис. 10-17. Напряжение смещения на управляющей сетке лампы в режиме С.

Для получения высокого к. п. д. генератора нужно, чтобы он работал в режиме В или С, а для этого на сетку лампы следует подать значительное отрицательное смещение $-E_c$, запирающее лампу в отсутствие напряжения возбуждения. Но тогда первичные небольшие по амплитуде колебания не смогут отпереть лампу (рис. 10-17) и генератор не возбудится. Для самовозбуждения генератора в этом случае необходимо, чтобы в первый же момент включения в контуре возникли колебания значительной амплитуды (подобный режим самовозбуждения принято называть «ж е с т к и м»), а это обычно не происходит. Поэтому для возбуждения колебаний в генераторе от самых малых первичных толчков нужно, чтобы в начальный момент лампа была отперта и работала на участке с максимальной крутизной, как это следует из выражения (10-30). Для этого нужно устанавливать либо нулевое, либо очень малое смещение, но при этом генератор будет иметь очень низкий к. п. д.

Возникающее противоречие между требованием получения высокого к. п. д. и легкого или, как принято говорить, «м я г к о г о» самовозбуждения можно устранить, применив цепочку сеточного автоматического смещения. В момент включения, когда колебаний еще нет, нет напряжения на сетке, нет сеточных токов, следовательно, и нет смещения; поэтому лампа работает на участке с большой крутизной (рис. 10-18) и генератор легко возбуждается. По мере нарастания амплитуды колебаний растет и напряжение возбуждения, увеличивается сеточный ток и смещение, создаваемое цепочкой $R_c C_c$. В установившемся режиме на сетке лампы создается достаточно большое смещение и генератор работает в режиме В или С с высоким к. п. д. Благодаря подобному действию цепочки автоматического смещения она используется практически во всех автогенераторах

Разберем теперь более подробно, чем определяется прекращение нарастания колебаний в схеме и переход к установившемуся состоянию

с постоянными амплитудами. Рассматривая рис. 10-18, можно заметить, что увеличение смещения в процессе возбуждения генератора приводит к тому, что все бо́льшая и бо́льшая часть периода переменного напряжения на сетке u_c попадает на участки характеристики лампы, где ее крутизна либо сильно уменьшена, либо равна нулю. Поэтому нужно уже говорить о некоторой средней крутизне лампы, которая с появлением отсечки уменьшается. Например, в режиме В половину периода лампа заперта, поэтому средняя крутизна в два раза меньше статической крутизны отпертой лампы. Уменьшение средней крутизны ведет к падению амплитуды первой гармоники анодного тока и мощности, подводимой к контуру.

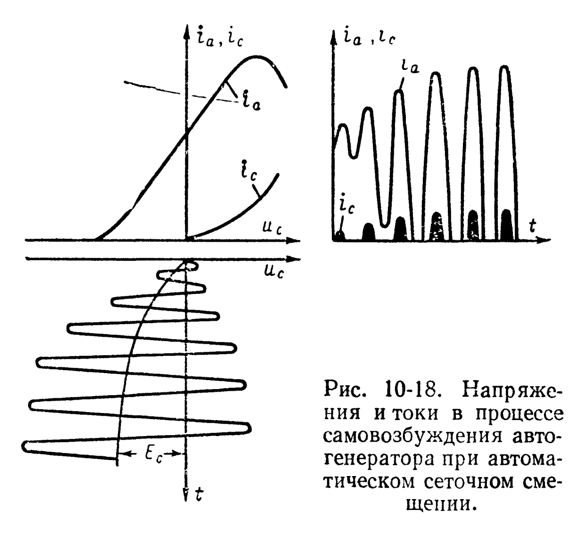


Рис. 10-18. Напряжения и токи в процессе самовозбуждения автогенератора при автоматическом сеточном смещении.

С другой стороны, увеличение амплитуды напряжения на сетке и сеточного тока приводит к росту мощности возбуждения лампы, которая отбирается из контура. При этом возрастают потери, вносимые в контур, и уменьшается его эквивалентное сопротивление. Увеличение напряжения возбуждения сверх некоторого значения может привести к прекращению нарастания анодного тока из-за перехода в перенапряженный режим, когда содержание первой гармоники уменьшается вследствие искажения формы импульсов, а это также можно рассматривать как уменьшение средней крутизны лампы.

Нарастание колебаний в схеме прекращается, когда наступает баланс подводимой к контуру и расходуемой в нем мощности; об этом свидетельствует равенство первичного напряжения на контуре и напряжения, возникшего под его воздействием в результате «срабатывания» схемы:

$$U'_к = U_к. \tag{10-31}$$

Отсюда, учитывая соотношение (10-27), получим:

$$k = \frac{1}{S_{ср} R_э} + D. \tag{10-32}$$

Полученное соотношение выражает условие установления амплитуды колебаний в схеме. Поскольку оно отражает баланс энергий в автоколебательной системе, его обычно называют **уравнением баланса амплитуд**.

Рассмотрим теперь вопрос о том, как нужно выбирать коэффициент обратной связи и какое влияние его выбор окажет на амплитуду колебаний в схеме. Ответ на этот вопрос можно получить из рассмотрения так называемых «колебательных характеристик» генераторов. Происхождение их основано на том, что мы всегда можем представить автоге-

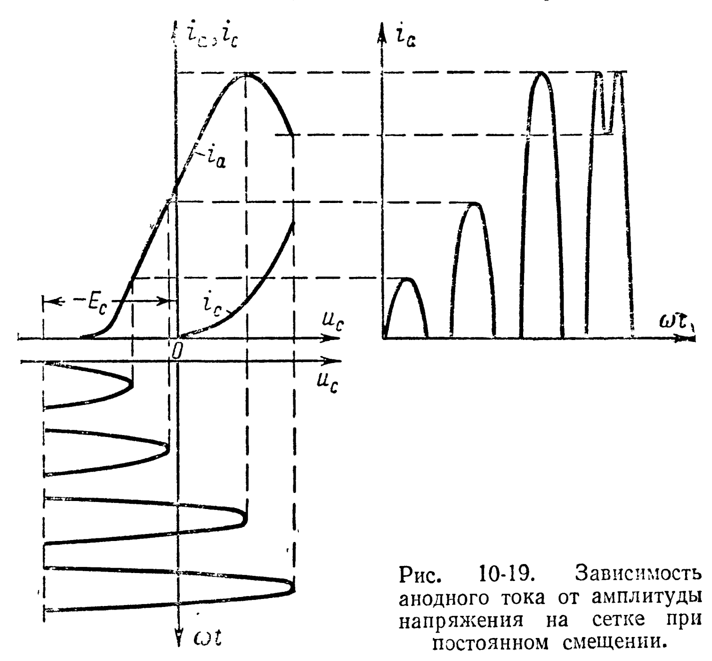


Рис. 10-19. Зависимость анодного тока от амплитуды напряжения на сетке при постоянном смещении.

нератор как генератор с внешним возбуждением, вход и выход которого соединены линией обратной связи.

Колебательными характеристиками называют зависимости первой гармоники анодного тока генератора с разорванной цепью обратной связи от напряжения возбуждения, снятые при некоторых постоянных смещениях на сетке E_c. При $E_c = 0$ лампа отперта и увеличение переменного напряжения на ее сетке создает пропорциональное возрастание первой гармоники анодного тока, пока рост сеточного тока не прекратит этот процесс; затем первая гармоника анодного тока будет даже уменьшаться из-за появления провалов в импульсах (рис. 10-19).

Если повторить тот же опыт, но подать небольшое отрицательное смещение на сетку — E_{c1}, то вначале нарастание анодного тока будет замедленным из-за криволинейности нижнего участка характеристики лампы, затем наступит более быстрое нарастание, которое прекратится и сменится спаданием при переходе в перенапряженный режим. Бла-

годаря наличию смещения это наступит при большем напряжении возбуждения, чем в первом случае. Еще более ярко те же изменения проявятся при дальнейшем увеличении смещения ($-E_{c2}$, $-E_{c3}$ и т. д.). В результате таких опытов будут получены зависимости, изображенные на рис. 10-20.

А теперь вспомним, что благодаря наличию обратной связи в автогенераторе существует и обратная зависимость: чем больше первая гармоника анодного тока, тем больше напряжение на контуре и пропорциональное ему напряжение возбуждения:

$$U_c = kU_к = kI_{a1}R_э. \tag{10-33}$$

Если изобразить эти зависимости в координатах (I_{a1}, U_c), принятых для графиков колебательных характеристик, то они будут иметь вид семейства прямых, выходящих из начала координат, наклон которых тем больше, чем больше коэффициент обратной связи, т. е.

$$I_{a1} = \frac{U_c}{kR_э}.$$

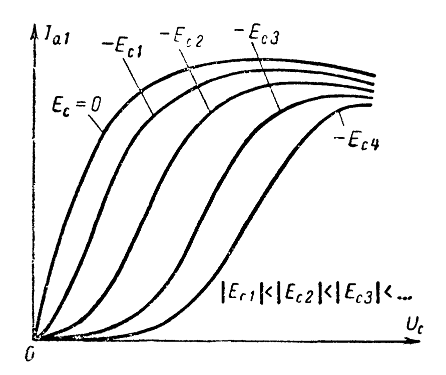


Рис. 10-20. Колебательные характеристики генератора.

Точка пересечения прямой обратной связи с колебательной характеристикой (рис. 10-21) определяет величину первой гармоники анодного тока и напряжение на сетке, которые удовлетворяют обеим зависимостям; они и устанавливаются в схеме при данном коэффициенте обратной связи и смещении.

Из рассмотрения рис. 10-21 видно, что при $k < k_{кр}$ прямые обратной связи не пересекают колебательные характеристики, что свидетельствует о невозможности самовозбуждения генератора. При $k > k_{кр}$ самовозбуждение становится возможным, но в ряде случаев имеются три точки (*1*, *2* и *3*) пересечения колебательных характеристик. Какая же из них определяет стационарное состояние генератора?

Легко показать, что точка *2* будет неустойчивой. Действительно, допустим, что в силу каких-то случайных причин напряжение на сетке возросло от U_{c2} до U'_{c2}. Это приведет к увеличению анодного тока до I'_{a1}, но по характеристике обратной связи можно видеть, что напряжение на сетке станет тогда $U_{c2} > U'_{c2}$ и т. д. Ток и напряжения будут быстро нарастать до значений I'''_{a1} и U_{c3}, которые окажутся устойчивыми потому, что увеличение одного из них приводит к уменьшению другого. Аналогично можно убедиться, что малейшее уменьшение тока или напряжения в точке *2* приведет к быстрому переходу генератора в состояние, соответствующее точке *1*, т. е. к срыву колебаний.

Из тех же построений видно, что увеличение коэффициента обратной связи от $k_{кр}$ сначала приводит к росту амплитуды анодного тока и напряжения на сетке, затем рост прекращается и даже наступает некоторый спад анодного тока из-за перехода генератора в перенапря-

женный режим. Следовательно, для возбуждения генератора необходимо установить обратную связь, превышающую некоторое критическое значение, однако выбирать ее очень большой также нецелесообразно, так как это приводит не к увеличению, а к снижению мощности генератора. Оптимальную обратную связь устанавливают расчетным или опытным путем.

В большинстве ламповых автогенераторов отсутствует специальный орган обратной связи, роль которого играла катушка связи в рассмотренной выше схеме (рис. 10-16). Напряжение на сетку лампы просто снимается с одного из элементов колебательной системы путем непосредственного присоединения к нему участка сетка—катод лампы. Следовательно, в таких генераторах лампа присоединяется к колебательной системе тремя точками: анодом, катодом и сеткой. Поэтому такие генераторы получили название **трехточечных**.

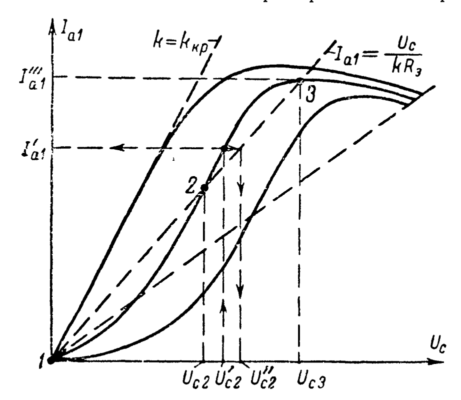


Рис. 10-21. Определение стационарного режима по колебательным характеристикам.

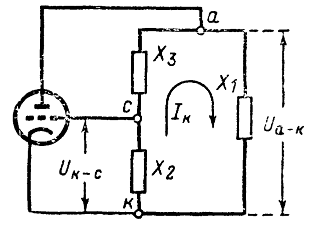


Рис. 10-22. Обобщенная схема трехточечного автогенератора.

Для удобства изучения многочисленных схем трехточечных генераторов познакомимся с их основными общими свойствами. Сопротивление части колебательной системы, включенное между анодом и катодом лампы (рис. 10-22), будем обозначать X_1, между катодом и сеткой — X_2 и между сеткой и анодом — X_3 (активными составляющими, как правило, можно пренебрегать по сравнению с реактивными). В общем случае эти сопротивления могут представлять собой эквивалентные параметры любой сложной цепи. Будем также считать, что они включают в себя также все паразитные параметры схемы (индуктивности выводов, междуэлектродные емкости лампы и др.).

Колебания в генераторе могут возникнуть только на собственной частоте его колебательной системы. Напомним, что при собственных колебаниях в системе происходят периодические переходы запасаемой магнитной энергии в электрическую, и наоборот. Запасы этих энергий одинаковы, поэтому система без потерь не потребляет энергии. В ней протекает кольцевой ток $I_к$, для которого в силу отмеченных особенностей сумма реактивных сопротивлений равна нулю:

$$X_1 + X_2 + X_3 = 0. \qquad (10\text{-}34)$$

Поскольку все реактивные сопротивления зависят от частоты, то условие (10-34) определяет частоты колебаний, которые могут возбу-

диться в генераторе. Таких частот может быть одна, две, три ... и в общем случае сколько угодно в зависимости от вида колебательной системы.

Напряжение между анодом и катодом можно определить как произведение тока $I_к$ в колебательной системе на сопротивление элемента X_1, включенного между этими электродами:

$$U_{а.к} = I_к X_1. \quad (10\text{-}35)$$

Напряжение между катодом и сеткой

$$U_{к.с} = I_к X_2. \quad (10\text{-}36)$$

Напряжение возбуждения, наоборот, отсчитывается от сетки к катоду:

$$U_{с.к} = -U_{к.с} = -I_к X_2. \quad (10\text{-}37)$$

Из выражений (10-35) и (10-37) вытекает, что

$$U_{с.к} = -U_{а.к} \frac{X_2}{X_1}. \quad (10\text{-}38)$$

Из рассмотрения графиков на рис. 10-3 следует, что для пополнения энергии в контуре напряжение возбуждения должно быть в противофазе по отношению к напряжению между анодом и катодом. Это будет выполнено, если отношение

$$\frac{X_2}{X_1} > 0. \quad (10\text{-}39)$$

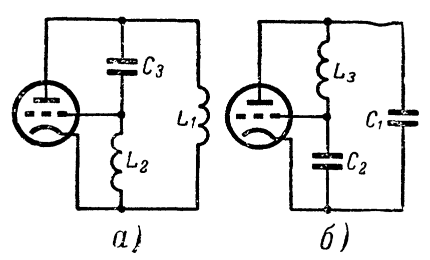


Рис. 10-23. Схемы одноконтурных трехточечных автогенераторов.

а — индуктивный трехточечный автогенератор; *б* — емкостный трехточечный автогенератор

Из выражений (10-38) также следует, что это отношение выражает собой коэффициент обратной связи генератора:

$$\frac{X_2}{X_1} = -\frac{U_{с.к}}{U_{а.к}} = k. \quad (10\text{-}40)$$

Условие (10-39) выполняется, если одновременно сопротивления X_2 и X_1 либо отрицательны, либо положительны; для выполнения же условия (10-34) сопротивление X_3 должно иметь обратный им знак.

Рассмотрим, к каким возможным схемам автогенераторов можно прийти на основании данных выводов. Если $X_1 > 0$, $X_2 > 0$, а $X_3 < 0$, то эквивалентная схема автогенератора принимает вид, изображенный на рис. 10-23, *а*. Такая схема получила название индуктивного трехточечного автогенератора. Если же $X_1 < 0$, $X_2 < 0$, а $X_3 > 0$, то эквивалентная схема автогенератора принимает вид, изображенный на рис. 10-23, *б*. Эта схема получила название емкостного трехточечного автогенератора.

Уяснение общих условий самовозбуждения и свойств автогенераторов позволяет легко разобраться в схемах и особенностях работы различных практических схем.

Одноконтурные автогенераторы. Наиболее просты те схемы автогенераторов, в которых сопротивления X_1, X_2 и X_3 образуют один

колебательный контур; такие генераторы называют **одноконтурными**.

На рис. 10-24, *а* изображена практическая схема индуктивного одноконтурного автогенератора. Индуктивности L_1 и L_2 в ней представлены участками одной катушки, с части которой как с автотрансформатора снимается напряжение на сетку лампы. Поэтому данную схему часто называют **генератором с автотрансформаторной обратной связью**.

Следует обратить внимание на то, что точка *к* присоединения катода должна лежать между точками *а* и *с* присоединения анода и сетки. Только в этом случае соблюдается правильная фазировка схемы (напряжение на сетке меняется противофазно напряжению на аноде). Если поменять местами точки присоединения катода и сетки, то схема самовозбуждаться не будет. На эквивалентной схеме это отразится согласно принятым обозначениям тем, что теперь роль сопротивления X_1 будет играть конденсатор C, а сопротивления X_2 и X_3 будут представлены

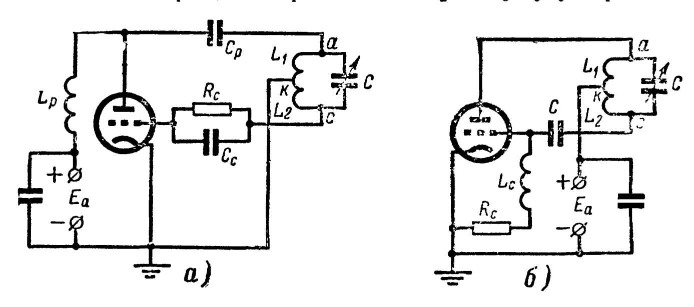


Рис. 10-24. Практические схемы автогенераторов с автотрансформаторной обратной связью.

участками катушки L_1 и L_2. Такая схема не должна возбуждаться, поскольку коэффициент обратной связи в ней

$$k = -\frac{\omega L_2}{\frac{1}{\omega C}} < 0.$$

Цепь постоянной составляющей сеточного тока в схеме на рис. 10-24, *а* замыкается через часть катушки L_2. При такой последовательной схеме включения цепи автоматического смещения неизбежно применение параллельной схемы питания анода, так как иначе анодное напряжение попадет на сетку. Этого можно избежать, если применить схему параллельного автоматического смещения (рис. 10-24, *б*).

Регулировка обратной связи достигается перемещением точки *с* по катушке. Изменение положения точки *к* приводит одновременно к изменению коэффициента обратной связи и коэффициента включения контура, т. е. к изменению эквивалентного сопротивления нагрузки для лампы. Изменение частоты генерации достигается чаще всего изменением емкости конденсатора C.

С помощью таких схем удается изменять плавно частоту с перекрытием $k_f = F_{макс}/F_{мин}$, равным нескольким единицам. Такие генераторы получили широкое распространение в диапазонах длинных и

средних волн. На частотах выше 10 *Мгц* индуктивность катушек настолько уменьшается, что в них остается всего несколько витков. Из-за этого регулирование обратной связи становится весьма грубым и поэтому на указанных частотах целесообразнее перейти на другие схемы автогенераторов.

На рис. 10-25, *а* изображена практическая схема емкостного трехточечного автогенератора. Напряжение обратной связи здесь снимается с конденсатора C_2. Такой генератор может работать только при параллельных схемах автоматического смещения и питания анода. Неудобство данной схемы по сравнению с предыдущей заключается в том, что изменение обратной связи путем изменения емкости конденсатора C_2 неизбежно приводит к изменению частоты генератора. Чтобы уменьшить это влияние, емкости конденсаторов C_1 и C_2 выбирают минимальными, а настройку производят дополнительным конденсатором большей емкости C (рис. 10-25, *б*). Этот генератор тоже хорошо работает на длинных и средних волнах. На более коротких волнах паразитные

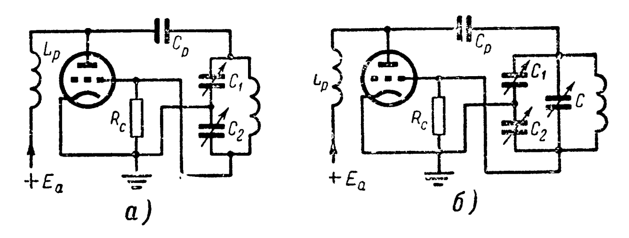


Рис. 10-25. Практические схемы автогенераторов с емкостной обратной связью.

емкости схемы (междуэлектродные емкости лампы, монтажные емкости) становятся соизмеримыми с емкостями контура, что затрудняет регулировку обратной связи и сужает рабочий диапазон частот генератора.

Основные достоинства одноконтурных генераторов — простота устройства, однозначность настройки, широкий диапазон перестройки. Основной же недостаток их заключается в том, что единственный контур, определяющий рабочую частоту, служит также нагрузкой генератора, в которой выделяется генерируемая мощность, и он же связывается с внешними потребителями энергии. Мощность, выделяемая в контуре, превращается в тепло, детали контура изменяют свои размеры и электрические параметры, что приводит к уходу частоты генератора. Внешние потребители энергии вносят в контур переменные реактивные сопротивления и тоже изменяют рабочую частоту генератора. Стабильность же частоты является важнейшим показателем качества его работы. Этот принципиальный недостаток может быть устранен только переходом к более сложным — двухконтурным или многоконтурным генераторам.

Двухконтурные автогенераторы. При введении в колебательную систему автогенератора второго контура появляется принципиальная возможность разделения между ними функций стабилизации частоты, с одной стороны, и выделения мощности и связи с нагрузкой — с другой. Проще всего эта задача решается путем включения в анодную цепь любого из рассмотренных выше автогенераторов дополнительного контура последовательно с основным (рис. 10-26). Если эквивалентное

сопротивление дополнительного контура 2 много больше эквивалентного сопротивления контура 1, определяющего частоту, то бо́льшая доля генерируемой мощности выделяется в контуре 2; его и нужно связывать с внешним потребителем энергии. Первый контур, наоборот, насколько возможно изолируют от всех внешних влияний (экранируют его, а в ряде случаев и помещают в термостат). Однако при использовании в генераторе триодов внешние влияния могут передаваться в контур 1 из контура 2 через емкость анод — сетка лампы.

Чтобы устранить эту емкостную связь, в генераторах данного типа применяют тетроды или пентоды (рис. 10-26, *б*), экранирующая сетка которых, заземленная по высокой частоте, практически уничтожает емкостную связь между контурами. Единственный вид связи, который нельзя ликвидировать в этой схеме, — это связь за счет общего электронного потока, последовательно обтекающего контуры. Поэтому

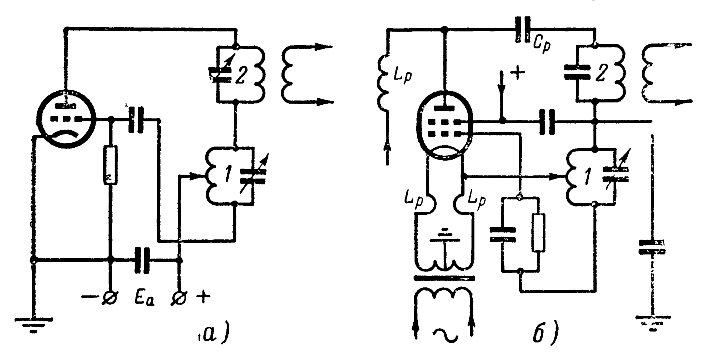


Рис. 10-26. Двухконтурный автогенератор с электронной связью.

а — развязка контура, определяющего частоту от нагрузки с помощью дополнительного контура; *б* — практическая схема.

данная схема и получила название **генератора с электронной связью**. Вследствие того что экранирующая сетка и верхняя точка контура 1 заземлены, катод лампы находится под напряжением высокой частоты и его нельзя непосредственно заземлять. В лампах прямого накала поэтому включают высокочастотные разделительные дроссели $L_р$ в цепь нити накала.

Интересной особенностью работы такого генератора является возможность при настройке контура 2 на одну из высших гармоник анодного тока получать повышенную частоту на выходе. При этом благодаря настройке контуров на разные частоты еще больше ослабляется их взаимное влияние и тем самым повышается стабильность частоты. Частотные же ограничения, свойственные рассмотренным выше одноконтурным генераторам, остаются в силе и для этого двухконтурного генератора.

В диапазонах коротких и ультракоротких волн основное распространение нашли двухконтурные автогенераторы, в которых связь между контурами осуществляется через одну из междуэлектродных емкостей лампы. Здесь уже два из трех сопротивлений X_1, X_2 и X_3, входящих в общую схему трехточечного автогенератора, представляют собой эквивалентные сопротивления контуров, а одно из них является сопротивлением связывающей их междуэлектродной емкости.

Схем, построенных по такому принципу, можно предложить три (рис. 10-27). В генераторе, схема которого изображена на рис. 10-27, *а*, связь между контурами осуществляется через емкость $C_{а.\,с}$ лампы. Оба контура имеют общую точку, соединенную с катодом; в соответствии с этим схема получила название генератора с общим катодом. Обычно, чтобы иметь возможность заземлить роторы конденсаторов обоих контуров, общую точку заземляют; в этом случае схему называют генератором с заземленным катодом.

В генераторе на рис. 10-27, *б* связь между контурами осуществляется через емкость $C_{а.\,к}$ лампы. По тому же признаку, что и в первом случае, эту схему называют генератором с общей (заземленной) сеткой.

Контуры в генераторе на рис. 10-27, *в*, связываются через емкость $C_{с.\,к}$ лампы. Эту схему называют генератором с общим (заземленным) анодом.

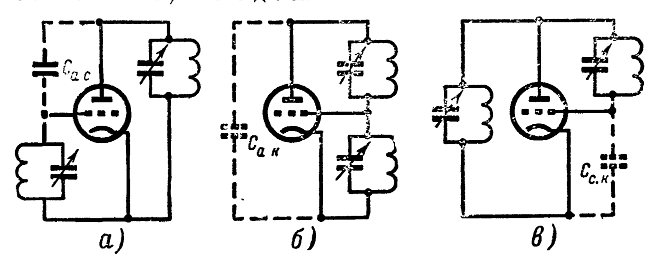


Рис. 10-27. Двухконтурные автогенераторы со связью контуров через междуэлектродные емкости лампы.

а — генератор с общим катодом; *б* — генератор с общей сеткой; *в* — генератор с общим анодом.

Остановимся несколько подробнее на свойствах таких генераторов, поскольку они исключительно широко распространены в технике радиопередающих и радиоприемных устройств.

Система двух связанных контуров, как было показано в гл. 3, обладает двумя собственными частотами (их также называют частотами связи): нижней и верхней. Найдем их из графического решения уравнения (10-34). Для этого построим на одном графике зависимости всех трех сопротивлений от частоты и просуммируем их. В гл. 2 было показано, что реактивное сопротивление параллельного контура уходит в бесконечность с разными знаками по обе стороны от резонансной частоты (см. рис. 2-40). Сопротивление же емкости связи монотонно убывает с частотой. Допустим, что один контур настроен на частоту $\omega_{1.0}$, а второй — на частоту $\omega_{2.\,0}$. Тогда зависимости реактивных сопротивлений элементов колебательной системы от частоты изобразятся графиками на рис. 10-28, *а*.

Ход зависимости суммарного сопротивления нетрудно понять: при $\omega \to 0$ преобладающее значение имеет сопротивление емкости связи, стремящееся к бесконечности с отрицательным знаком, а при $\omega \to \omega_{1.0}$ преобладающее значение будет иметь положительное сопротивление первого контура, уходящее в бесконечность. Следовательно, в области от 0 до $\omega_{1.0}$ — частоты контура, настроенного на меньшую частоту, найдется такая частота $\omega_{н}$, при которой суммарное сопротивление прой-

дет через нуль; это определит нижнюю частоту связи. Аналогичные рассуждения позволяют заключить, что верхняя частота связи $\omega_в$, при которой суммарное сопротивление снова пройдет через нуль, лежит между собственными частотами контуров.

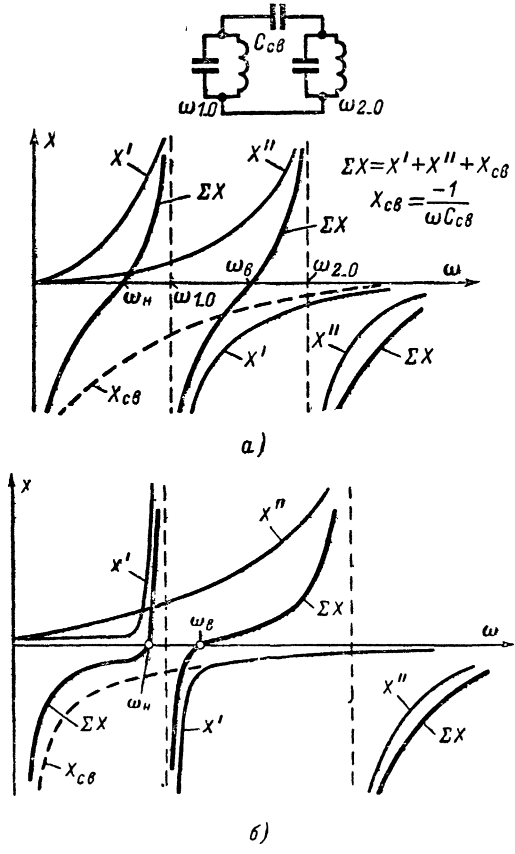


Рис. 10-28. К определению собственных частот колебательной системы, состоящей из двух контуров, связанных через емкость.

а — при одинаковой добротности контуров; *б* — добротность одного из контуров много больше добротности второго.

Важно обратить внимание на то, что если добротность одного из контуров много выше добротности второго, то обе частоты связи будут близки к собственной частоте высокодобротного контура. Такой случай показан на рис. 10-28, *б*. Это происходит из-за того, что резонансные характеристики идут тем круче и тем ближе «прижимаются» к резонансной частоте, чем выше добротность контура.

Рассмотрим теперь вопрос о том, какая из частот связи может возбудиться в двухконтурных генераторах. Для нижней частоты связи, лежащей ниже собственных частот обоих контуров, эквивалентные сопротивления последних имеют индуктивный характер. Для верхней же частоты связи, лежащей между собственными частотами контуров, эквивалентные сопротивления этих контуров имеют противоположный характер: у контура с меньшей собственной частотой — емкостный, а у контура с большей собственной частотой — индуктивный.

В схеме с общим катодом на месте сопротивлений X_1 и X_2 помещены контуры. Для выполнения фазовых условий самовозбуждения их сопротивления должны иметь одинаковый знак. Следовательно, генератор может возбудиться на нижней частоте связи и не может возбудиться на верхней. Генератор возбуждается при этом по эквивалентной схеме индуктивного трехточечного генератора.

В схеме с общей сеткой роль сопротивления X_1 играет емкость $C_{а.\,к}$, следовательно, контур, помещенный на месте сопротивления X_2, должен быть эквивалентен емкости, что возможно, если частота связи, на которой происходит самовозбуждение, лежит выше его собственной частоты. Для этого генератор должен возбудиться на верхней частоте связи и контур, включенный на месте X_2 (между сеткой и катодом лампы), должен быть настроен на частоту ниже частоты второго контура, стоящего между анодом и сеткой. Генератор работает при этом по эквивалентной схеме емкостного трехточечного генератора.

В генераторе с общим анодом на месте сопротивления X_2 помещена емкость $C_{с.\,к}$, следовательно, эквивалентное сопротивление контура X_1 должно иметь емкостный характер. Это возможно, если генератор возбуждается на верхней частоте связи и контур, включенный между анодом и катодом лампы, настроен на более низкую частоту, чем контур, включенный между анодом и сеткой. Генератор в этом случае возбуждается по эквивалентной схеме емкостного трехточечного генератора.

Возникает вопрос: как следует регулировать схемы, чтобы добиться желаемого разделения функций между контурами? В генераторе с общим катодом основная мощность выделяется в контуре, включенном между анодом и катодом лампы, поэтому его следует связывать с нагрузкой. При этом схему надо отрегулировать так, чтобы частоту в основном определял другой контур (между катодом и сеткой), в котором выделяется малая мощность.

Очевидно, что на частоту связи оказывает основное влияние тот контур, который в наименьшей степени расстроен относительно нее. В этом случае частота лежит в области резких изменений эквивалентного сопротивления $X_э(\omega)$ данного контура, и перестройка его, как показывает выражение (10-34), в наибольшей степени изменит сумму реактивных сопротивлений всей системы, которая и определяет частоту. Это можно также уяснить из графиков на рис. 10-29, где показано изменение частоты генерации $\omega_н' - \omega_н$ сильно (рис. 10-29, *а*) и слабо (рис. 10-29, *б*) расстроенными контурами при одинаковом смещении их резонансных частот $\Delta\omega_{2.0} = \Delta\omega_{1.0}$.

Поскольку в генераторе с общим катодом возбуждается нижняя частота связи, то катодно-сеточный контур следует настраивать на частоту более низкую, чем анодно-катодный. Чем больше взаимная расстройка этих контуров, тем меньше влияние анодно-катодного контура на частоту, но меньше и мощность, которая выделяется в нем.

В генераторе с общей сеткой также было бы желательно, чтобы частоту определял катодно-сеточный контур, поскольку в анодно-

сеточном контуре выделяется основная мощность и его нужно связывать с нагрузкой. Однако, как будет показано далее (при рассмотрении работы усилителя с общей сеткой), контур катодно-сеточный, шунтируемый малым входным сопротивлением лампы, оказывается низко-

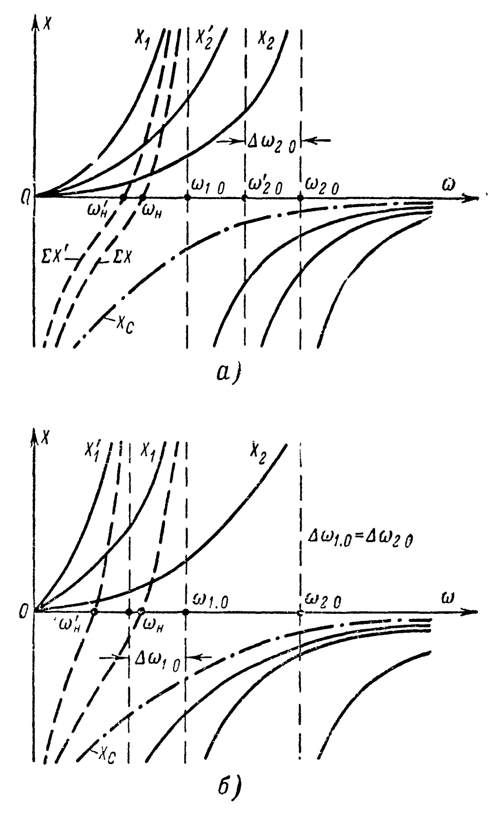


Рис. 10-29. Влияние перестройки одного из контуров на нижнюю частоту связи системы двух контуров, связанных через емкость.

а — при перестройке контура, настроенного на более высокую частоту; *б* — при перестройке контура, настроенного на более низкую частоту.

добротным и не может стабилизировать частоту генерации. Следовательно, в генераторе с общей сеткой не удается осуществить разделение функции между контурами, вследствие чего эта схема не используется для получения высокой стабильности частоты.

В генераторе с общим анодом, где основная мощность выделяется в анодно-катодном контуре и возбуждается верхняя частота связи, желательно, чтобы частоту определял анодно-сеточный контур. Послед-

нее достигается, если он настроен на более высокую частоту, чем анодно-катодный контур. Это согласуется с полученными выше условиями самовозбуждения.

Таким образом, мы убедились, что две из трех двухконтурных схем позволяют в значительной мере решить задачу о разделении функций между контурами и получить более высокую стабильность частоты, чем ее могут дать одноконтурные автогенераторы.

Проведенное выше рассмотрение процесса самовозбуждения ламповых генераторов позволяет нам обратиться теперь к очень важному вопросу об устойчивости усиления генераторов с внешним возбуждением.

Если сравнить схемы генератора с внешним возбуждением (рис. 10-6, *а*) и автогенератора с общим катодом (рис. 10-27, *а*) и учесть наличие междуэлектродных емкостей лампы, то легко увидеть, что они не отличаются друг от друга. Это говорит о том, что при достаточной емкости $C_{а.\,с}$, связывающей анодную и сеточную цепи, большом усилении и определенной взаимной расстройке этих цепей могут создаваться условия для самовозбуждения генератора на частоте, отвечающей условию (10-34).

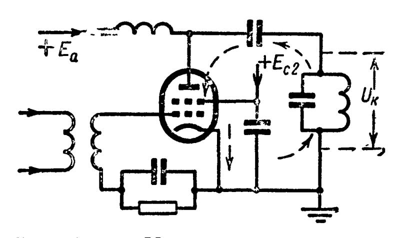


Рис. 10-30. Устранение паразитной емкостной связи анодной и сеточной цепей при использовании тетродов.

Вероятность возникновения автоколебаний, очевидно, тем больше, чем больше усиление генератора, так как тем меньше нужна при этом обратная связь для получения баланса амплитуд. Поэтому на практике и наблюдается, что по мере увеличения усиления вдруг наступает нарушение нормального режима работы генератора с внешним возбуждением и он переходит в режим автоколебаний. Тогда говорят, что генератор вышел из состояния устойчивого усиления («потерял устойчивость»).

Очевидно, что для устранения этого явления следует всемерно уменьшать обратную связь через междуэлектродные емкости лампы. Эта задача решается в первую очередь применением в схеме четырехэлектродной лампы (тетрода), у которой между анодом и управляющей (первой) сеткой помещена экранирующая сетка. Последняя по высокой частоте через конденсатор достаточно большой емкости соединяется с катодом лампы (рис. 10-30). Она экранирует анодную цепь от сеточной, и токи высокой частоты, вызванные напряжением на контуре, замыкаются через нее, а не через цепь управляющей сетки.

В настоящее время созданы тетроды, позволяющие производить устойчивое усиление вплоть до волн с длиной 30—20 *см*. Однако на более коротких волнах и при большой мощности генераторов из-за ряда конструктивно-технологических трудностей тетроды пока не используются. В этих случаях для получения устойчивого усиления триодных генераторов М. А. Бонч-Бруевич предложил включать лампу по схеме с общей сеткой (рис. 10-31), в которой управляющая сетка играет роль экрана, разделяющего входную и выходную цепи. При таком включении обратная связь осуществляется через емкость $C_{а.\,к}$, которая в десятки и сотни раз меньше емкости $C_{а.\,с}$. Усилители с общей

сеткой нашли самое широкое распространение в диапазонах коротких и ультракоротких волн.

Рассмотрим основные особенности усилителя с общей сеткой. Эти особенности являются следствием того, что в отличие от усилителя с общим катодом здесь через входную цепь протекает не только сеточный, но и анодный ток лампы, который во много раз больше сеточного. Поэтому мощность возбуждения этого усилителя

$$P_{в} = \frac{1}{2}(I_{a1} + I_{c1})U_{с.к} = \frac{1}{2}I_{a1}U_{с.к} + \frac{1}{2}I_{c1}U_{с.к} \tag{10-41}$$

намного больше мощности возбуждения усилителя с общим катодом. Первое слагаемое этого выражения представляет собой дополнительную

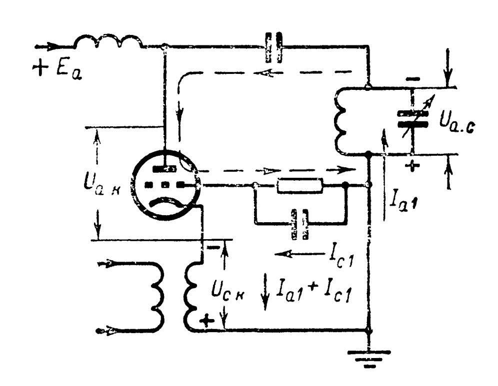


Рис. 10-31. Триодный усилитель с общей сеткой.

мощность возбуждения по сравнению с мощностью возбуждения генератора с общим катодом.

Однако не следует думать, что эта мощность теряется бесполезно. Согласно правилу Кирхгофа для замкнутой цепи можно, пользуясь обозначениями рис. 10-31, написать:

$$U_{с.к} + U_{а.с} + U_{а.к} = 0. \tag{10-42}$$

Знаки этих напряжений зависят от способа их отсчета. Если принять за напряжение $U_{а.с}$ падение напряжения на нагрузочном контуре, т. е.

$$U_{а.с} = I_{a1}R_{э}, \tag{10-43}$$

то оно будет возрастать при положительном напряжении $U_{с.к}$ между сеткой и катодом. Примем за положительное направление обхода направление протекания анодного тока. Нетрудно видеть, что напряжения $U_{а.с}$ и $U_{с.к}$ действуют навстречу друг другу (см. рис. 10-31), т. е. противофазно. Следовательно, из уравнения (10-42) мы получим $U_{а.к} = U_{а.с} - U_{с.к}$ или

$$U_{а.с} = U_{а.к} + U_{с.к}. \tag{10-44}$$

Мощность в анодно-сеточном контуре

$$P = \frac{1}{2} I_{a1} U_{a.c} = \frac{1}{2} I_{a1} U_{a.к} + \frac{1}{2} I_{a1} U_{c.к}. \qquad (10\text{-}45)$$

Здесь первое слагаемое представляет собой мощность, отдаваемую лампой в нагрузку, а второе — ту добавочную мощность, которую потребляет схема от возбудителя. Следовательно, эта добавочная мощность передается от возбудителя на выход усилителя.

Большая мощность возбуждения является причиной значительного снижения коэффициента усиления по мощности, который обычно лежит в пределах от 6 до 20. Увеличение же тока во входной цепи приводит к уменьшению входного сопротивления генератора

$$R_{вх} = \frac{U_{вх}}{I_{вх}} = \frac{U_{c.к}}{I_{a1} + I_{c1}}, \qquad (10\text{-}46)$$

которое измеряется десятками или сотнями ом по сравнению с тысячами ом в схеме с общим катодом. Последнее полезно при построении широкополосных усилителей. Это же позволяет питать входную цепь через низкоомные коаксиальные фидеры.

10-4. ЛАМПОВЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ СВЕРХВЫСОКИХ ЧАСТОТ

Начиная с диапазона метровых волн и на более коротких волнах, в работе генераторов начинают появляться особенности, которые приводят к необходимости изменения конструкций как ламп, так и колебательных систем.

Возрастание частоты колебаний приводит к уменьшению сопротивления междуэлектродных емкостей лампы. Например, переход от волны $\lambda = 100$ *м* к волне $\lambda = 1$ *м* вызывает падение емкостных сопротивлений в 100 раз, а переход к волне $\lambda = 10$ *см* — в тысячу раз. Поэтому при тех же напряжениях на электродах в соответствующее число раз возрастают токи во вводах электродов лампы; тепловые же потери в них растут пропорционально квадрату токов и увеличиваются еще дополнительно с частотой из-за поверхностного эффекта. У первых сверхвысокочастотных ламп перегрев вводов приводил к растрескиванию баллона в местах впаев. Для устранения перегревов вводы таких ламп выполняют в виде толстых стержней, широких лент или металлических колец-дисков. Одновременно стремятся уменьшать междуэлектродные емкости ламп.

С ростом частоты значительно увеличиваются потери в диэлектриках, потому что при этом большее число раз в секунду происходит изменение поляризации их молекул. Участки баллона, разделяющие вводы электродов, находятся под действующими на них напряжениями и подвергаются высокочастотному нагреву. Стекло обладает довольно значительными потерями и плохо переносит повышение температуры. Поэтому приходится принимать особые меры во избежание размягчения баллона, сохранения жесткости конструкции и уменьшения потерь. В настоящее время у большинства сверхвысокочастотных ламп стекло заменено особой керамикой, обладающей повышенной термостойкостью и малыми потерями.

Наличие индуктивностей у вводов ламп приводит к невозможности использования сеток в качестве экранов из-за возрастания индуктив-

ного сопротивления выводов с ростом частоты. Это сопротивление препятствует замыканию емкостных токов, возникающих под действием напряжения на нагрузочном контуре, через экранирующую сетку в схеме с общим катодом (рис. 10-30) и через управляющую сетку в схеме с общей сеткой (рис. 10-31). В результате этого увеличивается

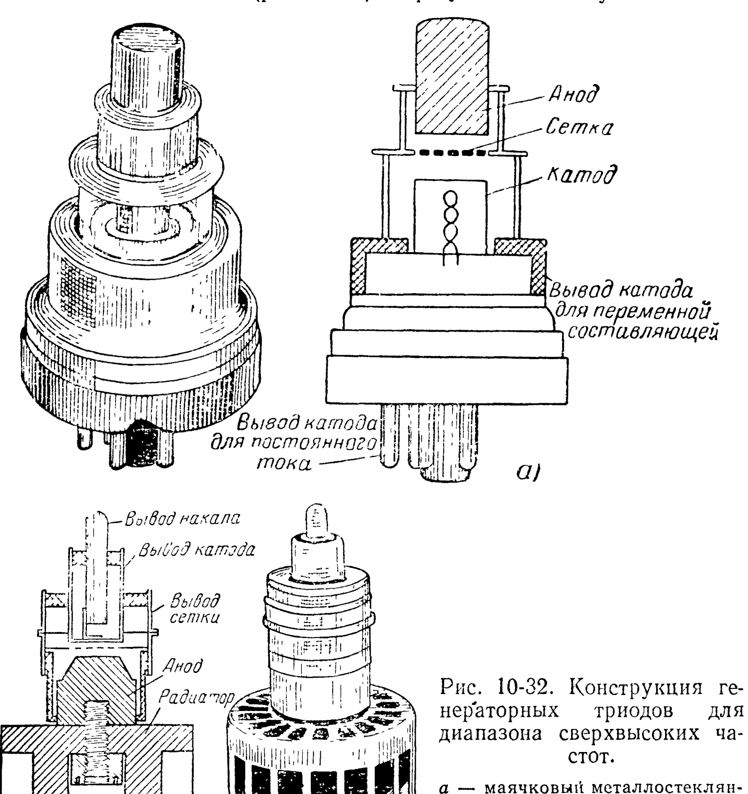


Рис. 10-32. Конструкция генераторных триодов для диапазона сверхвысоких частот.

а — маячковый металлостеклянный триод малой мощности с дисковыми выводами; *б* — мощный металлокерамический триод с цилиндрическими выводами.

связь входной и выходной цепей и снижается величина достижимого устойчивого усиления. Чтобы уменьшить индуктивность выводов, переходят от спиральных проволочных к плоским конструкциям электродов с дисковыми и цилиндрическими выводами.

Типичные конструкции сверхвысокочастотных триодов с плоскими электродами, дисковыми и цилиндрическими выводами приведены на рис. 10-32. Некоторые их особенности можно будет дополнительно уяснить после знакомства со спецификой работы сверхвысокочастотных колебательных систем.

С увеличением частоты индуктивность и емкость контура должны уменьшаться. Это приводит к тому, что в диапазоне метровых волн

конденсаторы состоят всего из двух-трех пар небольших пластин, а катушки индуктивности — из нескольких витков. При конструировании контура всегда стремятся к всемерному уменьшению емкости, чтобы иметь возможность увеличить индуктивность, а следовательно, повысить характеристическое сопротивление

$$\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Это важно для получения достаточно большого эквивалентного сопротивления нагрузки $R_э = Q\rho$, необходимого для ламповых генераторов. Поэтому уже в диапазоне метровых волн часто отказываются от внешних конденсаторов и используют только междуэлектродные емкости лампы, а настройку производят изменением индуктивностей.

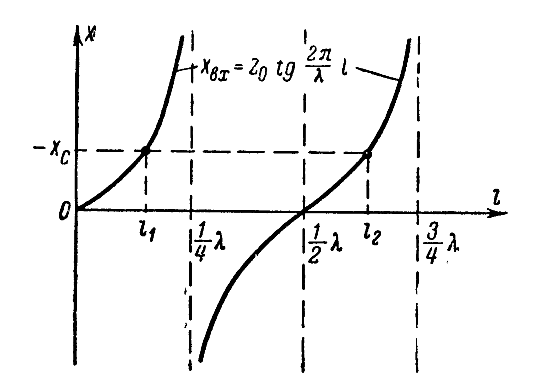


Рис. 10-33. Определение резонансной длины отрезка короткозамкнутой линии, на вход которой подключена емкость.

Конструктивно наиболее удобно это решается применением в качестве индуктивностей отрезков короткозамкнутых длинных линий.

В гл. 5 было показано, что короткозамкнутые линии с длиной менее $\lambda/4$ имеют индуктивное входное сопротивление, изменяющееся в зависимости от длины от нуля до бесконечности по закону

$$X_{вх} = Z_0 \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda}.$$

Если на входе линии имеется емкость C, то резонанс будет получен при выполнении условия

$$\frac{1}{\omega C} = Z_0 \operatorname{tg} \frac{2\pi l}{\lambda},$$

откуда резонансная длина линии

$$l_1 = \frac{\lambda}{2\pi} \operatorname{arctg} \frac{1}{\omega C Z_0}. \qquad (10\text{-}47)$$

Она уменьшается с увеличением емкости, как можно видеть из графика на рис. 10-33. Этот же рисунок показывает, что благодаря

периодическому характеру изменения сопротивления линии с изменением ее электрической длины резонанс будет получен не только при длине l_1, но и при

$$l_2 = l_1 + \frac{\lambda}{2}; \quad l_3 = l_1 + 2\frac{\lambda}{2}; \quad l_4 = l_1 + 3\frac{\lambda}{2} \text{ и т. д.}$$

Это свойство полезно, когда l_1 слишком мало и конструктивно линия становится трудновыполнимой; тогда ее увеличивают на целое число полуволн.

Отрезки симметричных двухпроводных линий чаще всего используются в двухтактных генераторах, нашедших широкое распространение в диапазонах коротких и ультракоротких волн. Такие генераторы работают на двух одинаковых лампах (рис. 10-34), подключаемых

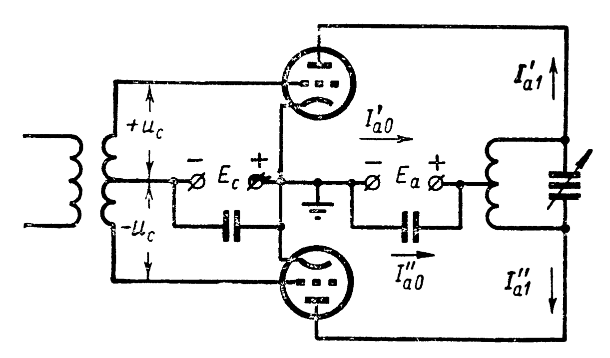


Рис. 10-34. Двухтактная схема включения генераторных ламп.

к нагрузке с противоположных сторон. Возбуждающее напряжение подводится к сеткам ламп в противофазе, поэтому и токи в обеих половинах (плечах) схемы изменяются противофазно. Если ток одной лампы

$$i'_a = I'_{a0} + I'_{a1}\cos\omega t + I'_{a2}\cos 2\omega t + I'_{a3}\cos 3\omega t + \dots,$$

то ток второй лампы повторяет те же значения, но со сдвигом во времени на половину периода возбуждающего напряжения:

$$i''_a = I''_{a0} + I''_{a1}\cos\omega\left(t + \frac{T}{2}\right) + I''_{a2}\cos 2\omega\left(t + \frac{T}{2}\right) + \\ + I''_{a3}\cos 3\omega\left(t + \frac{T}{2}\right) + \dots$$

Раскрыв скобки и использовав известные свойства периодичности тригонометрических функций, получим:

$$i''_a = I''_{a0} - I''_{a1}\cos\omega t + I''_{a2}\cos 2\omega t - I''_{a3}\cos 3\omega t + \dots$$

Через общую нагрузку токи идут навстречу. При симметрии схемы результирующий ток, проходящий через нагрузку

$$i_{a.p} = i'_a - i''_a = 2I_{a1}\cos\omega t + 2I_{a3}\cos 3\omega t + \dots \quad (10\text{-}48)$$

В общих цепях питания, наоборот, токи имеют одно направление и результирующий ток

$$i_{а.ро} = i'_а + i''_а = 2I_{а0} + 2I_{а2} \cos 2\omega t + \ldots \qquad (10\text{-}49)$$

Выражение (10-48) показывает, что основная и все нечетные гармоники воздействуют на нагрузку синфазно, благодаря чему мощность генерируемых колебаний удваивается. Воздействие же четных гармоник противофазно и взаимно компенсируется. Из выражения (10-49) следует, что в общих цепях питания имеет место обратная картина: здесь суммируются постоянные составляющие и все четные гармоники, а нечетные гармоники уничтожаются.

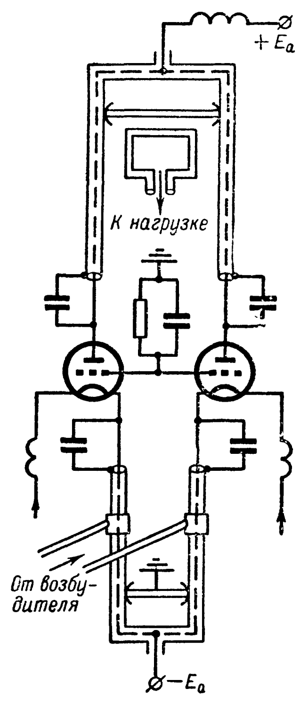


Рис. 10-35. Двухтактный генератор с внешним возбуждением метрового диапазона волн.

Весьма важной особенностью двухтактной схемы является то, что междуэлектродные емкости ламп, подключаясь к контуру, соединяются последовательно, в результате чего их результирующая емкость уменьшается в два раза. А мы говорили уже, насколько важно всемерное уменьшение емкости контура в диапазоне сверхвысоких частот. Поэтому двухтактные генераторы и получили особое распространение в этом диапазоне.

Двухпроводные линии удобно использовать в двухтактных схемах не только из-за их конструктивной симметрии, но и потому, что напряжения на их проводах в любой момент времени противофазны относительно земли, что и требуется в двухтактных генераторах. На рис. 10-35 показан пример схемы двухтактного генератора с внешним возбуждением, работающего по схеме с общей сеткой, в которой контуры образованы отрезками двухпроводных линий и междуэлектродными емкостями. Благодаря тому, что провода находятся под противоположными потенциалами относительно земли, средние точки замыкающих перемычек в любой момент времени имеют потенциал земли по высокой частоте и к ним удобно присоединять источники питания.

Двухпроводные линии при расстоянии между их проводами $d \geqslant 0{,}1\ \lambda$, как и противофазные антенны (см. гл. 6), начинают довольно интенсивно излучать энергию в окружающее пространство. Исключить это можно путем перехода на отрезки коаксиальных линий, у которых все поле заключено между трубами. Такие колебательные системы находят широкое применение в диапазоне дециметровых волн

Для удобства непосредственного сочленения коаксиальных линий с лампами вводы электродов ламп выполняют в виде коротких цилиндров разного диаметра (см. рис. 10-32); на них и надеваются три коаксиальные трубы (рис. 10-36). Внутренняя поверхность наружной трубы

и внешняя поверхность средней трубы образуют анодно-сеточную линию, на входе которой включена емкость $C_{а.\,с}$ лампы. Длину линии изменяют подвижным короткозамыкающим кольцом. Внутренняя поверхность средней и внешняя поверхность малой трубы образуют катодно-сеточную линию, на входе которой включена емкость $C_{с.\,к}$ лампы. Этот контур перестраивается аналогично предыдущему. Связь с коаксиальными контурами производится чаще всего с помощью витка, вводимого в пучность магнитного поля (около замыкающего кольца), или конденсатора в виде небольшой пластинки, помещаемой в пучность электрического поля (вблизи электродов лампы).

В последние годы путем конструктивного совершенствования ламп и колебательных систем удалось достичь такого положения, когда

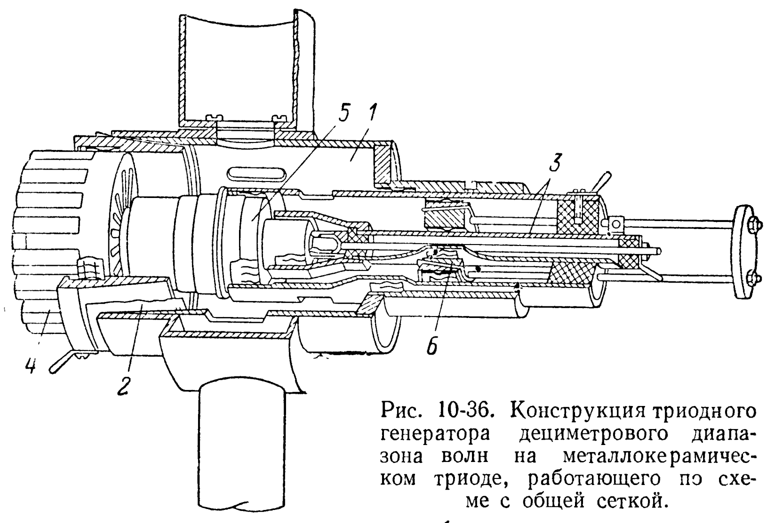


Рис. 10-36. Конструкция триодного генератора дециметрового диапазона волн на металлокерамическом триоде, работающего по схеме с общей сеткой.

1 — анодно-сеточный контур; *2* — изоляционная прокладка; *3* — катодно-сеточный контур; *4* — радиатор; *5* — металлокерамический триод; *6* — замыкающий поршень.

ламповые генераторы вплоть до волн, близких к 30 *см*, работают почти столь же эффективно, как и в диапазонах более длинных волн. Можно ожидать, что в ближайшие годы область их использования расширится на весь дециметровый диапазон. Уже и теперь имеются маломощные триоды, которые при низком к. п. д. работают во всем диапазоне даже сантиметровых волн.

Все сказанное выше о генераторах с внешним возбуждением относится и к автогенераторам сверхвысоких частот. Последние строятся по тем же схемам, с теми же конструктивными элементами. Использование металлокерамических ламп с описанным выше расположением выводов электродов предопределяет работу генератора по схеме с общей сеткой.

На сантиметровых волнах возникают дополнительные трудности, связанные с тем, что лампа перестает играть роль безынерционного регулятора тока. Время пролета электронами междуэлектродных промежутков становится соизмеримым с периодом колебаний. Это приводит к следующим двум основным последствиям.

В § 10-2 было показано, что управление однородным электронным потоком, когда к сетке лампы подлетает столько же электронов, сколько и удаляется от нее, происходит без затраты мощности. Когда же время пролета становится соизмеримым с периодом колебаний, поток в лампе перестает быть однородным. При положительном полупериоде напряжения возбуждения (рис. 10-37, *а*) электронов за сеткой лампы будет меньше, чем до нее, так как не все они успеют пройти сквозь сетку за эту часть периода; поэтому в цепи сетки появится результирующий наведенный ток ($i_{к.\,с.\,нав} - i_{а.\,с.\,нав}$). При наступле-

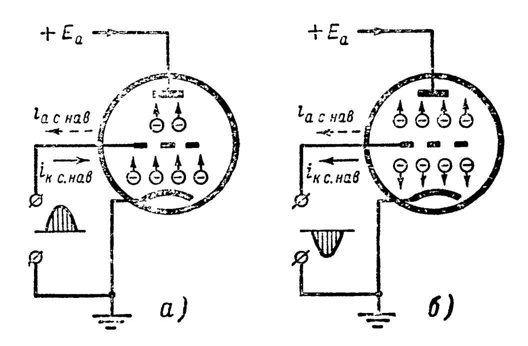


Рис. 10-37. Возникновение наведенного тока в цепи сетки при времени пролета электронами междуэлектродных промежутков, соизмеримом с периодом колебаний.

нии отрицательного полупериода (рис. 10-37, *б*) от сетки лампы будут удаляться электроны, не успевшие дойти до анода и не успевшие достичь сетки, что также приведет к появлению наведенного тока ($i_{к.\,с.\,нав} + i_{а.\,с.\,нав}$). Все это требует увеличения мощности возбуждения и, конечно, ухудшает усилительные свойства генератора.

Но главное заключается в том, что конечное время пролета приводит к запаздыванию электронов относительно наиболее благоприятной фазы напряжения для передачи энергии контуру и переходу части электронов в неблагоприятную фазу. Следствием этого является снижение электронного к. п. д. и мощности генератора. Последнее принципиально ограничивает использование ламповых генераторов диапазоном сантиметровых волн, но даже и там они уступают место генераторам, построенным на иных принципах.

10-5. КЛИСТРОННЫЕ УСИЛИТЕЛИ И ГЕНЕРАТОРЫ

Выше уже говорилось, что инерционность электронного потока приводит к потере эффективности работы ламповых генераторов в диапазоне сверхвысоких частот. Но оказывается, инерционность электронов можно использовать для формирования коротких импульсов тока, что необходимо для получения высокого электронного к. п. д. генераторных приборов. Первым устройством, в котором это было осуществлено, явился двухконтурный клистрон.

Конструкция такого клистрона показана на рис. 10-38. В левой части баллона размещен электронный прожектор, предназначенный для создания однородного потока быстролетящих электронов. Он состоит из оксидного катода *1*, фокусирующего электрода *2* в виде диафрагмы или цилиндра, на который подается небольшое отрицательное напряжение, сжимающее электронный пучок в поперечной плоскости, и ускоряющего электрода *3*, находящегося под большим положительным напряжением. Однородный поток электронов, выйдя из прожектора, движется дальше по инерции, поскольку остальные элементы конструкции клистрона имеют тот же потенциал, что и ускоряющий электрод, и постоянных электрических полей за прожектором нет. На пути потока установлен объемный резонатор, средняя часть которого выполнена в виде сеток.

Объемные резонаторы, как и рассмотренные выше коаксиальные резонаторы, образуются замкнутыми металлическими

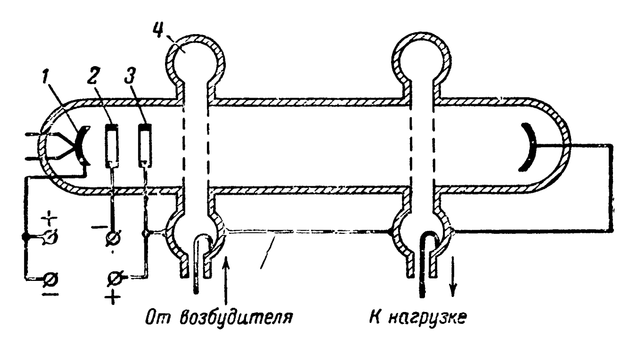


Рис. 10-38. Двухконтурный клистрон-усилитель.

поверхностями и представляют собой колебательные системы с собственными частотами, лежащими в диапазонах дециметровых, сантиметровых и миллиметровых волн. Происхождение их можно пояснить следующим образом.

Желая получить контур с предельно высокой собственной частотой, конструктор должен стремиться к максимально возможному уменьшению его емкости и индуктивности. При этом конденсатор он сводит к двум небольшим пластинам, а катушку индуктивности — к одному витку, соединяющему эти пластины (рис. 10-39, *а*). Казалось бы, большего достичь не удастся. Однако если вспомнить, что при параллельном соединении индуктивностей результирующая индуктивность уменьшается, то станет ясно, что таких витков целесообразно включить как можно больше (рис. 10-39, *б*). Увеличивая их число, мы придем к сплошной металлической поверхности, изображенной на рис. 10-39, *в*. Собственная частота подобного контура должна быть очень высокой.

Попутно следует отметить, что благодаря большой поверхности токонесущих элементов и отсутствию потерь на изучение (все поле сосредоточено внутри объема, ограниченного проводящими поверхностями) объемные резонаторы обладают высокой добротностью, измеряемой сотнями и даже тысячами.

К первому объемному резонатору (первому контуру) клистрона подводится по фидерной линии напряжение $U_1 \sin \omega t$ с частотой,

равной его собственной частоте (рис. 10-40), и в контуре возбуждаются вынужденные колебания. Электроны, влетевшие в пространство между сетками резонатора, подвергаются воздействию его электрического поля; часть из них тормозится, а часть ускоряется. Благодаря тому, что колебания в первом резонаторе слабые, изменения скорости электронов

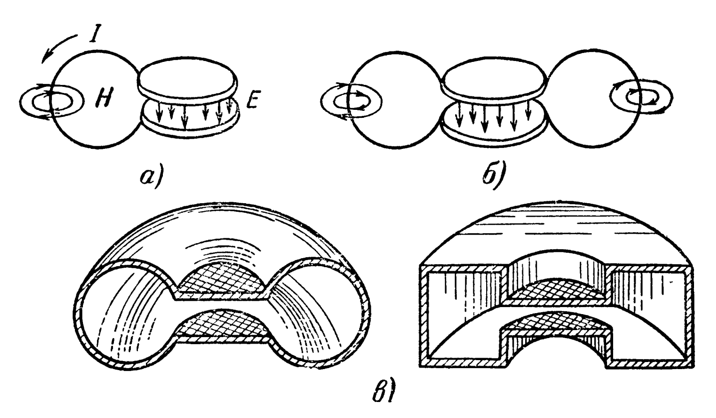


Рис. 10-39. Объемные резонаторы сверхвысоких частот.

относительно невелики и они не создают изменений плотности потока внутри резонатора.

Продолжая свой полет за резонатором, электроны, получившие ускорение, начинают догонять электроны, прошедшие резонатор, когда на его сетке после тормозящей фазы напряжение стало равным нулю (эти электроны называют невозмущенными). Электроны,

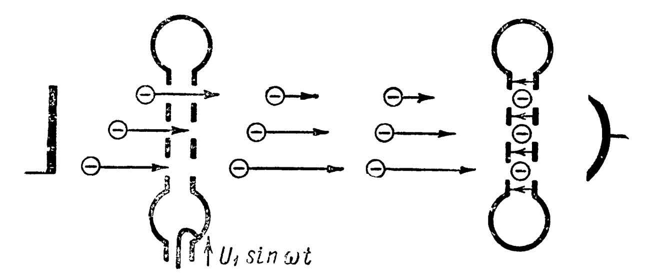


Рис. 10-40. Скоростная группировка потока электронов в клистроне.

прошедшие резонатор ранее в тормозящем поле, будут отставать и также приближаться к невозмущенным электронам, и на некотором расстоянии от первого резонатора, называемого группирователем, поток соберется в сгустки около невозмущенных электронов.

Следует обратить внимание на то, что с электронами, попавшими в резонатор, когда его поле переходило от ускоряющей к тормозящей

фазе, произойдет обратное. Поскольку сначала резонатор проходили ускоренные электроны, а затем замедленные, то как те, так и другие будут удаляться от этих невозмущенных электронов и около них в потоке образуются разрежения. Поэтому сгустки будут следовать через интервалы, равные периоду колебаний в группирователе. Подобный процесс, при котором малая модуляция потока по скорости приводит к модуляции потока по плотности, называется скоростной группировкой электронного потока. Пространство же за группирователем, в котором происходит этот процесс, называют пространством дрейфа, так как электроны в нем летят по инерции (дрейфуют).

Если в месте, где образуются сгустки потока, поместить второй резонатор, то, проходя через его сетки, они будут наводить в нем переменные токи и между сетками создастся переменное электрическое поле. Сгустки приходят один раз за период и, взаимодействуя с тормозящим полем резонатора, пополняют его энергию так же, как импульсы анодного тока пополняют энергию контура в ламповом генераторе. Так же как в ламповом генераторе (см. § 10-1), затраты мощности на модуляцию проходящего однородного потока по скорости практически ничтожны, а это значит, что прибор обладает хорошими усилительными свойствами.

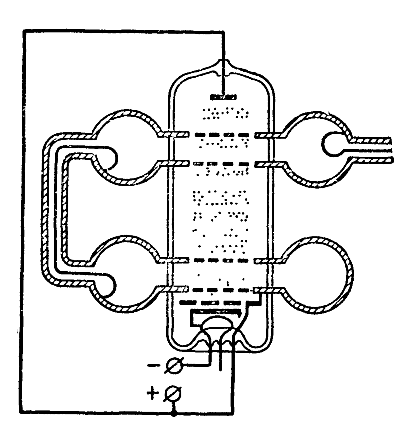


Рис. 10-41. Двухконтурный клистронный автогенератор.

Второй резонатор, которому поток передает свою энергию, называют улавливателем. Вследствие того что сгруппированный поток, подобно морским волнам, воздействует на улавливатель, прибор был назван клистроном, что в переводе означает «морской прибор». Электроны, прошедшие улавливатель, собираются коллектором. Полезная мощность из улавливателя передается в нагрузку с помощью элемента связи и фидерной линии. Как и всякий усилительный прибор, клистрон может быть превращен в автогенератор, если соединить улавливатель с группирователем линией обратной связи (рис. 10-41).

Двухконтурные и более сложные, но работающие на том же принципе многоконтурные клистроны широко используются преимущественно как усилители дециметровых и реже сантиметровых волн. Основным достоинством их является большой коэффициент усиления по мощности, достигающий десятков миллионов! К недостаткам клистронов следует отнести сравнительно низкий к. п. д., не превышающий 45%, и возможность работы только в очень узком диапазоне частот, что определяется наличием двух и более высокодобротных резонаторов, механическая перестройка которых практически исключена.

В качестве маломощных автогенераторов широкое распространение получили одноконтурные отражательные клистроны.

В них вместо второго резонатора поставлен отрицательно заряженный электрод-отражатель (рис. 10-42). Электроны, прошедшие резонатор, летят по инерции к отражателю, но под действием его поля останавливаются, а затем летят в обратном направлении и вторично проходят через резонатор. При этом ускоренные электроны подлетают ближе к отражателю, чем замедленные. Можно так подобрать напряжение на отражателе, что те и другие будут возвращаться к резонатору одновременно. При этом образуются сгустки электронов, которые отдают резонатору значительно больше энергии, чем тот тратит ее на изменение скорости однородного потока.

Механизм возникновения колебаний в клистроне такой же, как в любом автогенераторе. Первичный импульс тока при включении прибора или всякое другое нарушение стационарного состояния приводит к появлению слабых колебаний в резонаторе. Последние модулируют поток по скорости. В нем появляются сгустки, которые с частотой модуляции воздействуют на резонатор. Благодаря отмеченным выше усилительным свойствам прибора колебания в резонаторе нарастают. Амплитуда колебаний постепенно устанавливается вследствие роста потерь в резонаторе и из-за того, что при большом напряжении на нем увеличивающаяся модуляция потока по скорости приводит к неодновременному возвращению электронов в резонатор, т. е. к ухудшению группировки потока.

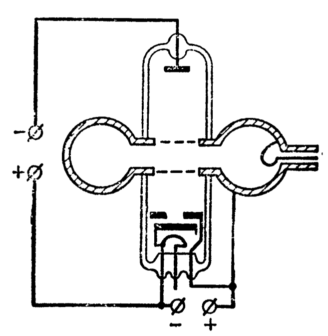


Рис. 10-42. Одноконтурный отражательный клистрон.

Интересной особенностью отражательных клистронов является возможность изменения частоты генерируемых колебаний электрическим путем — изменением напряжения на отражателе. Поясним физическую сущность этого процесса. Допустим, что сгустки возвращающихся электронов i проходят резонатор во время действия на нем максимального тормозящего поля (рис. 10-43, *а*). Взаимодействие этого поля с потоком носит чисто активный характер. Это означает, что первая гармоника тока электронного пучка i_1 проходит резонатор в фазе с действующим на нем напряжением $u_р$. Если изменить напряжение на отражателе, то время прихода сгустков к резонатору изменится. Они уже не будут проходить резонатор точно в максимально тормозящей фазе (рис. 10-43, *б*), а это приведет к тому, что и первая гармоника тока пучка соответственно сдвинется во времени. Значит, появится сдвиг фаз между ней и напряжением на резонаторе, т. е. помимо активного взаимодействия возникнет и реактивное. Реактивное взаимодействие приведет к изменению собственной частоты резонатора, а последнее в свою очередь вызовет изменение частоты генерации, пока взаимодействие опять не станет активным. Такое явление получило название **электронной перестройки генератора**. У отражательных клистронов относительная величина электронной перестройки обычно не превышает нескольких процентов.

С укорочением волны приходится уменьшать размеры резонаторов. При этом во избежание электрического пробоя необходимо ограничивать амплитуду напряжения на них, что приводит, конечно, к уменьшению генерируемой мощности. Вместе с тем время пролета электро-

ками пространства между сетками резонатора становится соизмеримым с периодом колебаний, а это приводит к тем последствиям, с которыми мы уже сталкивались в ламповых генераторах, т. е. к необходимости увеличения мощности возбуждения, к ухудшению эффективности взаи-

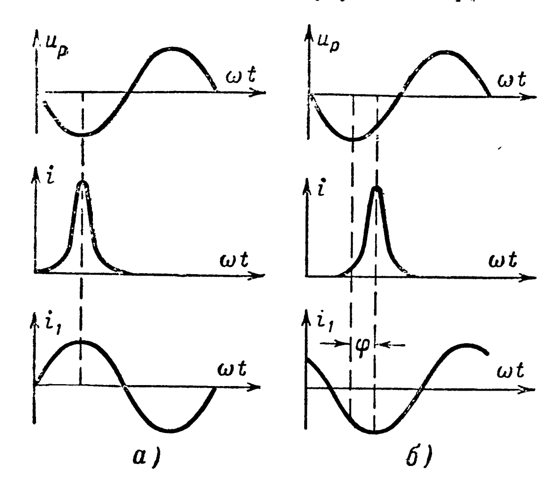


Рис. 10-43. Возникновение электронной перестройки в отражательном клистроне.

модействия потока с полем и к падению усиления. Поиски иных способов осуществления энергетического взаимодействия потока с полем колебательных систем привели к созданию обширного класса генераторов бегущих волн.

10-6. ГЕНЕРАТОРЫ БЕГУЩИХ ВОЛН

В клистроне для получения скоростной модуляции на электроны оказывает кратковременное, но относительно сильное воздействие поле резонатора. Тот же эффект может быть получен, когда на электроны будет действовать во много раз меньшее поле, если во столько же раз увеличить время его воздействия. То же можно сказать и о взаимодействии сгруппированного потока с полем выходной колебательной системы.

Эти соображения кладутся в основу создания мощных генераторов очень коротких волн и решения важной проблемы разработки генераторов с большой полосой электронной перестройки. Последняя задача не могла быть решена с помощью клистронов, поскольку их колебательная система образуется высокодобротными узкополосными резонаторами. Очевидно, что ее решение следует искать в применении широкополосных или, еще лучше, апериодических (не резонансных) электромагнитных систем. Как в тех, так и в других поля много слабее полей высокодобротных резонаторов.

Из гл. 5 нам известно, что идеально широкополосной апериодической системой является согласованная на конце линия передачи,

вдоль которой распространяются бегущие волны. Если вдоль линии, в которой слабый входной сигнал возбудил бегущую волну, пропускать поток электронов, движущийся в том же направлении и с той же скоростью, что и волна, то одни электроны будут на протяжении всего полета находиться в тормозящем, а другие — в ее ускоряющем поле. Это приведет к скоростной модуляции потока, и на некотором расстоянии от входа все электроны, как в клистроне, соберутся в сгустки около невозмущенных электронов.

Однако при этом еще не появится возможность передачи электронами энергии полю волны, потому что сгустки все время будут лететь в ее нулевом поле (рис. 10-44, *а*). Положение будет иным, если скорость потока v_e хотя и мало отличается от фазовой скорости волны $v_в$, но

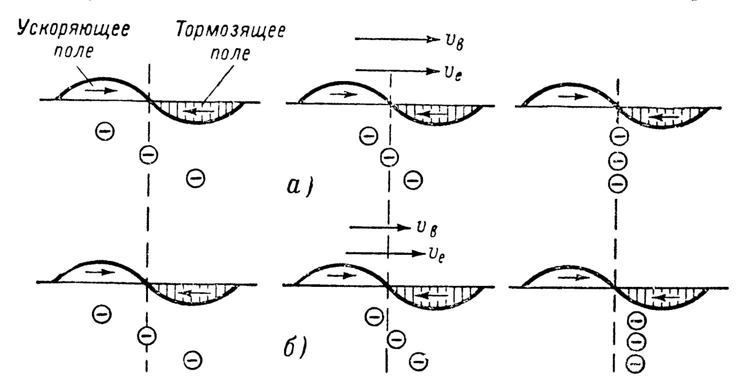


Рис. 10-44. Взаимодействие бегущей волны с электронным потоком.

а — при равенстве скоростей потока и волны; *б* — при скорости потока, немного превышающей скорость волны.

несколько превышает ее. В этом случае, как и раньше, из-за малой разности скоростей часть электронов будет лететь относительно долго в тормозящем, а часть — в ускоряющем поле. Произойдет скоростная модуляция потока и образование сгустков около невозмущенных электронов. Но постепенно эти сгустки, опережая волну, попадут в ее тормозящее поле (рис. 10-44, *б*). И опять-таки из-за малой разности скоростей они значительное время будут находиться в тормозящем поле волны, отдавая ей свою энергию. Когда сгустки начнут переходить в ускоряющее поле, они будут отбирать энергию у волны. Поэтому и существует некоторая оптимальная длина системы, зависящая от разности скоростей потока и волны и от частоты.

Вы можете сказать, что идея понятна, но на пути ее осуществления лежат принципиальные трудности. Во-первых, вдоль воздушных линий электромагнитные волны распространяются практически со скоростью света, а электроны, как установила теория относительности, не могут двигаться с большей скоростью. Во-вторых, из гл. 5 мы знаем, что электрическое поле линий (см. гл. 5) перпендикулярно направлению распространения волны, поэтому оно не может взаимодействовать с электронами, летящими вдоль проводов.

Все это, безусловно, справедливо. И можно даже добавить, что если бы взаимодействие происходило даже при скорости электронов

несколько меньшей скорости света, то и тогда возникли бы огромные трудности, связанные с использованием напряжений в сотни тысяч вольт, необходимых для придания электронам столь большой скорости. Следовательно, нужно применить такие линии, в которых, во-первых, скорость распространения электромагнитных волн была бы много меньше скорости света, т. е. создать системы, замедляющие скорость волн, и во-вторых, электрическое поле волны должны иметь в них продольную составляющую.

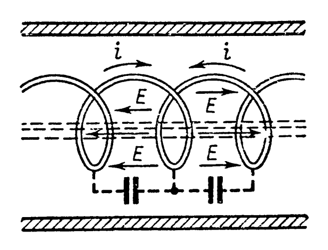


Рис. 10-45. Коаксиальная спиральная замедляющая система.

Роль таких замедляющих систем могут, например, играть коаксиальные линии, в которых средний провод свит в спираль (рис. 10-45). Несколько упрощенно появление нужных нам свойств у такой линии можно понять, представив, что волна обегает витки спирали. При этом ее распространение в направлении оси спирали замедляется (практически можно получить «замедление» до 10 раз). Обежав виток, волна изменяет свою фазу, вследствие чего между соседними витками создается разность потенциалов, что приводит к появлению в поле волны составляющей, направленной вдоль оси спирали. Эта составляющая и будет воздействовать на поток.

Теперь уже нетрудно представить конструкцию лампы бегущей волны (рис. 10-46). В левой стороне баллона лампы размещается электронный прожектор. По волноводу или фидеру на вход спирали по-

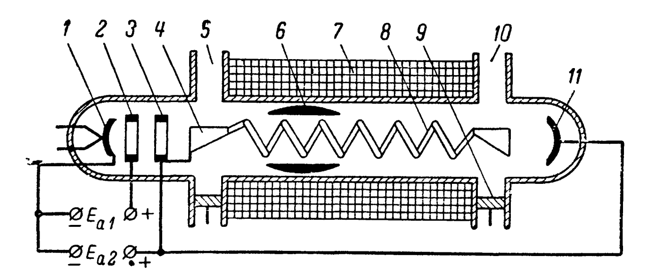


Рис. 10-46. Лампа бегущей волны — усилитель.

1 — катод; *2* — первый анод; *3* — второй анод; *4* — конический широкополосный приемный вибратор; *5* — входной волновод; *6* — поглотитель, *7* — фокусирующая катушка; *8* — спираль; *9* — согласующий шлейф; *10* — выходной волновод; *11* — коллектор.

дается усиливаемый сигнал, возбуждающий бегущую волну в замедляющей линии, вдоль которой движется пучок электронов. В начальной части замедляющей системы волна производит скоростную модуляцию потока, которая благодаря его однородности не требует большой затраты энергии. В дальнейшем поток собирается в сгустки и отдает свою энергию волне, амплитуда которой многократно возрастает на пути к выходу. Длину замедляющей системы выбирают такой, чтобы

сгустки до выхода прошли всю тормозящую полуволну. Электроны, прошедшие замедляющую систему, собираются коллектором.

В сгустках действуют значительные силы электростатического расталкивания; на большом пути пролета их действие может привести к расхождению пучка и оседанию электронов на спирали. Чтобы предотвратить расхождение пучка, лампу помещают в продольное магнитное поле электромагнита или постоянного магнита. Допустим, что под действием сил расталкивания электрон отклонится от оси спирали. Но тогда на него начнет действовать отклоняющая сила магнитного поля, направленная по правилу правой руки в перпендикулярном к оси направлении, которая изменит направление его движения (рис. 10-47). Если проследить последовательно за движением электрона под действием поля катушки, то окажется, что он по сложной винтообразной траектории будет приближаться к оси спирали. Следовательно, катушка собирает (или, как говорят, «фокусирует») электронный поток в узкий пучок у оси прибора.

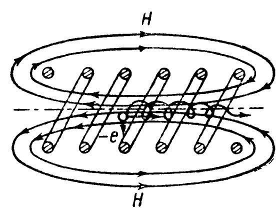


Рис. 10-47. Фокусирующее действие продольного магнитного поля соленоида.

Усилители на лампах бегущей волны обладают большим коэффициентом усиления, достигающим сотен тысяч раз. Как и всякий усилитель, лампа бегущей волны может использоваться в качестве автогенератора, если связать ее вход с выходом. Это можно осуществить с помощью специальной линии связи, но можно и просто создать некоторое рассогласование на выходе (конце) линии, и тогда часть энергии будет отражаться и возвращаться на ее вход. Если отраженная волна будет достаточно интенсивна и совпадет по фазе с волной на входе, то произойдет самовозбуждение. В усилителях же, где самовозбуждение необходимо устранять, а некоторое рассогласование практически всегда имеется, в средней части замедляющей системы ставят специальный поглотитель, гасящий отраженные волны.

Благодаря отсутствию резонансных систем лампы бегущей волны являются усилителями с очень широкой полосой пропускания, крайние частоты которой у некоторых образцов относятся как 1 : 4. Область их использования — дециметровые, сантиметровые и миллиметровые волны. В качестве автогенераторов лампы бегущей волны используются довольно редко, так как упомянутое выше условие самовозбуждения, требующее наличия определенной фазы отраженной волны, сильно сужает рабочий диапазон генератора. Гораздо большие возможности широкополосной работы создаются в лампах обратной волны.

10-7. ЛАМПЫ ОБРАТНОЙ ВОЛНЫ

Помимо спиралей в лампах бегущих волн могут использоваться и другие замедляющие системы. Например, широко распространены гребенчатые линии (рис. 10-48, *а*), в которых, упрощенно говоря, замедление достигается за счет того, что волна последовательно «обегает» щели гребенки. За время, которое волна обегает щель, напряжение на «входе» щели изменяется, между ее краями создается разность потенциалов и продольное поле, взаимодействующее с потоком (рис. 10-48, *б*). Аналогичными свойствами обладает и коаксиальная

линия с диафрагмами (рис. 10-48, *в*). На сантиметровых волнах вместо коаксиальной линии используют диафрагмированные волноводы (рис. 10-48, *г*).

Допустим, например, что вдоль гребенчатой системы справа налево распространяется электромагнитная волна, создающая в данный момент времени максимальное тормозящее поле в щелях *1*, *3*, *5* и т. д. Зададим себе вопрос: может ли поток электронов эффективно взаимодействовать с полем такой системы, двигаясь навстречу волне? В спиральной замедляющей системе взаимодействие со встречной волной не дало бы результирующего эффекта, потому что электроны попеременно подвергались бы воздействию то ускоряющего, то тормозящего поля. Структура же поля в гребенчатой линии иная (рис. 10-48, *б*): здесь между краями щелей действует максимальное продольное поле, а под зубцом его нет. Поэтому если электрон, проходивший первую щель в тормозящем поле, достигнет второй щели через полпериода изменения поля, то он будет

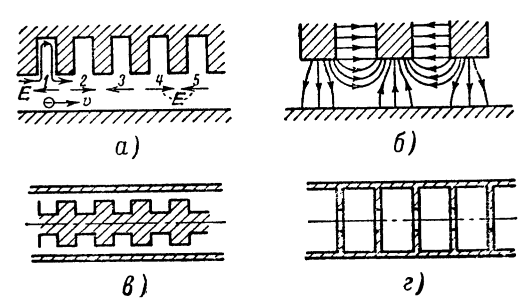


Рис. 10-48. Неоднородные замедляющие системы.

и в той, и в другой, и во всех следующих щелях испытывать тормозящее воздействие. Под зубцами он будет проходить по инерции, не испытывая воздействия идущей навстречу волны, так как продольная составляющая поля там всегда равна нулю. Следовательно, в такой замедляющей системе возможна как группировка потока, так и передача волне энергии сгруппированным встречным потоком.

Периодические системы, на отдельных участках которых действует переменное электрическое продольное поле, а на других оно отсутствует, называют неоднородными в отличие от спиралей, на всех участках которых действуют поля с одинаковой амплитудой, благодаря чему они являются однородными системами.

Приборы, в которых осуществляется энергетическое взаимодействие потока со встречной волной, распространяющейся вдоль неоднородной замедляющей системы, называют лампами обратной волны.

В рассмотренном выше примере эффективное взаимодействие осуществлялось благодаря тому, что за одинаковый отрезок времени волна сместилась на одну ячейку влево, а электрон — на одну ячейку вправо. *Следовательно, для работы лампы обратной волны необходимо, чтобы скорости потока электронов и электромагнитной волны были равны по величине и обратны по знаку.*

Теперь можно представить себе усилитель обратной волны (рис. 10-49). Входной сигнал должен поступать на ближайший к кол-

лектору конец замедляющей системы, а усиленный — сниматься с конца, ближайшего к катоду. Однородный поток, вышедший из прожектора, попадает в интенсивное поле усиленного сигнала, модулируется по скорости, затем по плотности и отдает свою энергию движущейся навстречу волне.

Нужно заметить, что в качестве усилителей лампы обратной волны используются довольно редко. Вследствие того что на части пути элек-

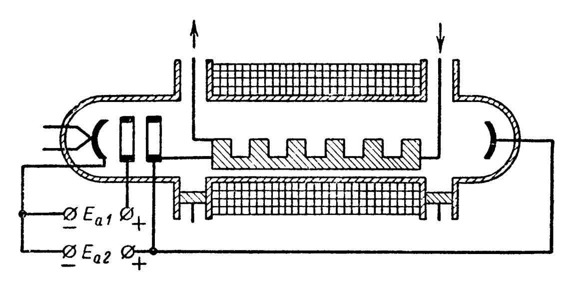


Рис. 10-49. Лампа обратной волны — усилитель.

троны не взаимодействуют с полем, к. п. д. и усиление этих ламп меньше, чем у ламп бегущей волны. Кроме того, встречное движение потока и волны создает в приборе естественную обратную связь, что в сильной степени затрудняет устранение самовозбуждения генератора. Поэтому лампы обратной волны в основном используются в качестве автогенераторов. В таких генераторах имеется только один высокочастотный вывод (рис. 10-50).

Сформулированное выше условие эффективности взаимодействия потока с полем лампы обратной волны всегда может быть выполнено

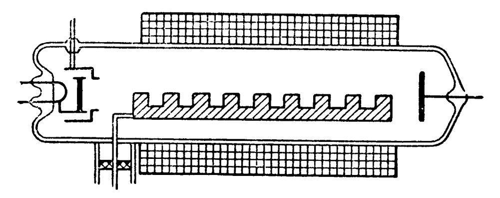


Рис. 10-50. Лампа обратной волны — автогенератор.

путем соответствующего выбора ускоряющего напряжения. По своему смыслу — это фазовое условие самовозбуждения. Амплитудное условие сводится к требованию, чтобы усиление прибора было не менее некоторого критического значения. Последнее обеспечивается участием в процессе взаимодействия достаточно большого числа электронов, т. е. созданием в приборе электронного пучка, ток которого превышает некоторое «пусковое» значение.

Отсюда следует, что, если возможно изменять ускоряющее напряжение, принципиально не существует ограничений для диапазона перестройки лампы обратной волны, что является наиболее ценной особенностью этого прибора. На практике, однако, ряд конструктивно-технологических моментов ограничивает диапазон перестройки.

У отдельных типов генераторов отношение крайних частот диапазона достигает четырех — пяти.

Механизм возникновения колебаний в лампах обратной волны в общих чертах такой же, как и в любом автогенераторе. При включении питающих напряжений в замедляющей системе возникает импульс тока заряда распределенных емкостей. Он создает колебания сплошного спектра частот, и вдоль системы в разных направлениях бегут затухающие волны. Та из них, для которой будет выполнено условие самовозбуждения, начнет эффективно модулировать встречный поток по скорости. Образуются сгустки, которые будут пополнять энергию этой волны, и колебания будут нарастать. Стационарный процесс наступит вследствие того, что с ростом плотности сгустков увеличивается действие расталкивающих сил и дальнейшее улучшение группировки прекращается; с другой стороны, пропорционально квадрату амплитуды растут потери в системе. Диапазоны, в которых используются лампы обратной волны, те же, что и для ламп бегущей волны.

В рассмотренных генераторах бегущих волн преобразование энергии происходит вследствие торможения электронов и потери ими части кинетической энергии, приобретенной под действием источника ускоряющего напряжения. Такие генераторы принято относить к классу О. Их общей особенностью является трудность получения высокого к. п. д., поскольку электроны не могут терять значительную долю кинетической энергии, так как это приводит к нарушению условия эффективного взаимодействия поля с волной, заключающегося в приблизительном равенстве скоростей потока и волны. Данное свойство является принципиальным недостатком при построении мощных генераторов. Чтобы избавиться от него, переходят к другому типу взаимодействия потока с полем в скрещенных постоянных электрическом и магнитном полях. Генераторы, в которых используется такое взаимодействие, относят к классу М.

10-8. ГЕНЕРАТОРЫ БЕГУЩИХ ВОЛН КЛАССА М

Рассмотрим особенности движения электронов в скрещенных магнитном и электрическом полях. Для этого представим себе два плоских

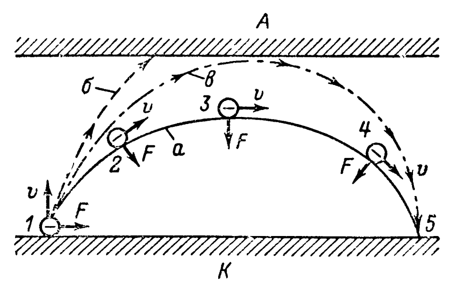


Рис. 10-51. Траектории движения электронов в постоянных скрещенных электрическом и магнитном полях.

электрода, между которыми приложена постоянная разность потенциалов (рис. 10-51). Поместим их в магнитное поле так, что его силовые

линии будут направлены от нас перпендикулярно плоскости чертежа. Допустим, что в некоторый момент времени на поверхности K с отрицательным потенциалом появился электрон. Под действием электрического поля он начнет двигаться к поверхности A с положительным потенциалом. Однако это движение оказывается весьма сложным из-за наличия магнитного поля.

Из курса физики известно, что постоянное магнитное поле действует на проводник с током, стремясь сместить его в том направлении, где силовые линии поля проводника направлены навстречу линиям основного поля (рис. 10-52), т. е. туда, где результирующее поле ослабевает. Очевидно, что эта сила F действует не на провод (иначе она действовала бы на него и без тока), а на электроны, движущиеся в нем. Поэтому то же самое произойдет и в случае, когда они движутся не в проводнике, а в вакууме. В каждой точке магнитного поля на электроны будет действовать сила, перпендикулярная одновременно направлению их движения и магнитному полю. Направление этой силы можно получить, определяя по правилу буравчика ход силовых линий магнитного поля летящего электрона и находя направление ослабления результирующего поля.

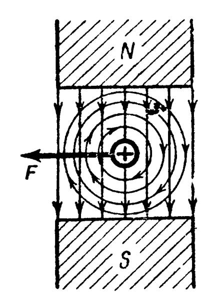


Рис. 10-52. Действие магнитного поля на провод с током.

Так, например, легко определить, что электрон, вылетевший из точки *1* поверхности K (рис. 10-51), будет отклоняться вправо. В некоторой точке *2* вектор скорости v электрона направлен под острым углом к плоскости K, и сила магнитного воздействия F, перпендикулярная вектору скорости, отклоняет электрон к плоскости K. То же влияние будет в точках *3* и *4*, в результате чего электрон вернется к плоскости K (траектория *а*). Но это будет происходить не всегда. Если электрическое поле очень велико, а магнитное мало, то искривление траектории будет небольшим и электрон попадет на плоскость A (траектория *б*). Наконец, при некотором «критическом» соотношении между электрическим и магнитным полями электрон пройдет в непосредственной близости от плоскости A (траектория *в*). Следовательно, если плоскость K — эмиттирующий электрод (катод), то всегда можно установить соотношение полей, близкое к критическому ($H > H_{кр}$), при котором электроны будут пролетать вблизи поверхности положительного потенциала (анода).

Расчеты показывают, что траектории электронов при этом совпадают с траекториями точек обода мысленного колеса, катящегося по катоду с постоянной так называемой «переносной» скоростью

$$v_e = \frac{E}{H}, \tag{10-50}$$

где E — напряженность электрического, а H — магнитного полей. Поскольку одни электроны опускаются на катод, а другие поднимаются с него, их движение по вертикали взаимно компенсируется и средний эффект проявляется в перемещении электронного облака с постоянной переносной скоростью вдоль анода.

Допустим теперь, что анод и катод образуют замедляющую систему, вдоль которой распространяется электромагнитная волна

(рис. 10-53), и на щели *1* в данный момент действует максимальное тормозящее, а на щели *2* максимальное ускоряющее напряжение[1]; электронный поток движется с той же скоростью и в том же направлении, что и волна. Электрон под серединой щели *1* тормозится и отдает энергию волне. При этом он начинает отставать от бегущей волны и попадает в поле, конфигурация которого в данный момент соответствует, например, точке *A*. Но здесь силовые линии переменного поля, искривляясь (напомним, что к поверхности идеального проводника они должны подходить перпендикулярно, см. гл. 5), приобретают поперечное направление и складываются с постоянным полем, что приводит согласно соотношению (10-50) к увеличению скорости электрона, и последний снова вводится в зону максимального тормозящего поля. Если же какой-то электрон оказался в точке *B*, то вследствие того, что там постоянное поле ослаблено поперечной составляющей поля волны, в соответствии с соотношением (10-50) его скорость уменьшится и он

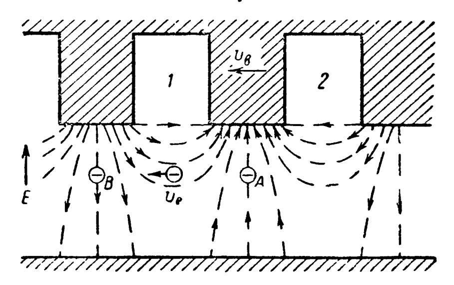


Рис. 10-53. Группировка потока полем бегущей волны в приборах класса М.

также войдет в зону действия максимального тормозящего поля. Рассуждая аналогично, можно показать, что, наоборот, электроны из-под щели *2*, где действует ускоряющее поле, будут удаляться; они перейдут к щели, где действует тормозящее поле, или, как будет показано далее, упадут на катод.

Следовательно, в отличие от генераторов класса О группировка потока производится действием не продольной, а поперечной составляющей поля волны. Поле волны само собирает и удерживает электроны в зоне, где действует максимальное тормозящее поле и происходит эффективная передача энергии волне. Поэтому в отличие от генераторов класса О здесь для обмена энергии нужно, чтобы скорость потока была точно равна скорости волны.

Передача энергии одними и теми же электронами не может происходить длительно. Проследим их судьбу, чтобы уяснить ход всего процесса в целом. При движении электрона только в постоянных полях (см. рис. 10-51) происходит периодическое изменение его энергии. На катоде он обладает максимальной потенциальной энергией относительно

---

[1] Для большей наглядности стрелками на рис. 10-53 показаны направления сил, действующих на электроны, а не на положительные заряды, т. е. векторы напряженности электрического поля с обратными знаками.

анода; в верхней точке траектории *3* она уменьшается и переходит в кинетическую. За счет запаса кинетической энергии электрон может вернуться на катод в точку *5*, где его потенциальная энергия снова возрастает до максимума, а кинетическая будет равна нулю.

Теперь рассмотрим более сложные явления, когда кроме постоянных полей на электроны действует еще переменное поле бегущей вдоль системы волны. Если электрон $Э_1$ вылетел, когда над ним проходило тормозящее поле волны (рис. 10-54), то, потеряв часть кинетической энергии вблизи анода, он уже не может вернуться к катоду и остановится при возвратном движении в точке *2*. Если переносная скорость электронов равна скорости волны, то в ту же точку одновременно придет и тормозящее поле, поэтому электрон снова начнет двигаться к аноду и цикл повторится. В каждом цикле электрон будет терять часть своей потенциальной энергии, приближаясь к аноду, и на столько же будет возрастать энергия волны. На последнем витке электрон ударяется об анод, затрачивая остаток своей энергии на его нагрев. Этот остаток будет тем меньше, чем больше витков описал электрон до удара (тем меньше энергии останется у него на последнем витке).

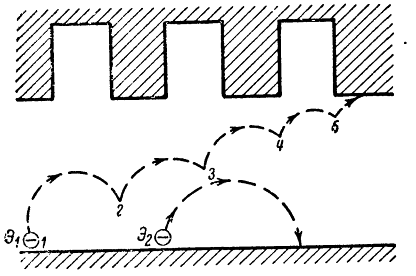


Рис. 10-54. Траектории движения электронов в приборах класса *М*.

При рассмотрении движения электрона в постоянных полях было показано, что сила, искривляющая его траекторию, тем больше, чем сильнее магнитное поле, и, следовательно, тем меньше радиус витков и тем больше укладывается их между анодом и катодом. Отсюда ясно, что к. п. д. генераторов класса *М* тем больше, чем сильнее магнитное поле. Однако увеличение напряженности магнитного поля встречает значительные технические трудности не только само по себе, но и потому, что для сохранения синхронности движения потока с волной согласно условию (10-50) необходимо пропорционально увеличивать напряжение на аноде.

Иначе ведет себя электрон $Э_2$, вылетевший с катода во время действия ускоряющего поля (см. рис. 10-54). Этот электрон приобретает в верхней части витка кинетическую энергию, превышающую расход его потенциальной энергии, поэтому он возвращается на катод и тратит избыток своей энергии на нагрев последнего.

Таким образом, электроны, отдающие свою энергию, длительное время находятся в пространстве взаимодействия, часть за частью передавая ее волне, а электроны, отбирающие энергию, совершают это однократно и уже на первом витке возвращаются на катод. Благодаря этому в целом поток передает энергию волне.

Из того, что мы рассмотрели, вытекает и основная принципиальная особенность генераторов класса *М*: в них происходит преобразование потенциальной энергии электронов потока в энергию волны. При этом расход энергии электронами не изменяет средней скорости потока и не нарушает условий синхронизма. Следовательно, для электронного к. п. д. генераторов этого класса не существует никаких принципиальных ограничений. И действительно, в настоящее время известны генераторы класса *М* с к. п. д., превышающим 80%.

В большинстве практических случаев замедляющие системы генераторов класса М свертывают в кольцо. Это не меняет рассмотренной выше общей картины явлений. Траектории электронов в цилиндрической системе с постоянными полями будут иметь вид следа точки окружности, катящейся по катоду, причем радиус этой окружности тем меньше, чем сильнее магнитное поле. Как и в плоской системе, траектории электронов, отдающих энергию волне, будут иметь вид нескольких витков, оканчивающихся на аноде (рис. 10-55). Электроны же, поглощающие энергию, будут на первом витке возвращаться на катод.

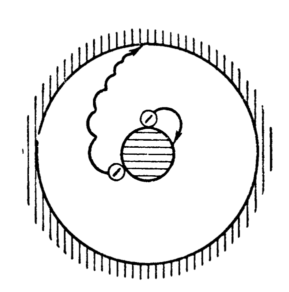
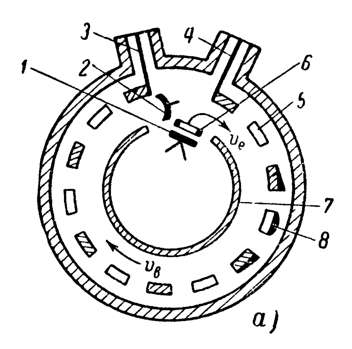


Рис. 10-55. Траектории движения электронов в цилиндрических генераторах класса М.

Рассмотрим теперь, как эти общие идеи находят конкретное техническое воплощение. На рис. 10-56, *а* изображена конструкция мощной лампы бегущей волны — усилителя класса М. Прибор имеет цилиндрическое строение и помещается в магнитное поле, перпендикулярное плоскости чертежа. Электронный прожектор, состоящий из катода *1* и ускоряющего электрода *6*, разгоняет электроны, которые заворачиваются магнитным полем и летят вдоль замедляющей системы типа двойной гребенки *5*, играющей роль анода. Постоянное напряжение приложено между ним и холодным (неэмиттирующим) катодом *7*. Входной сигнал подается через коаксиальный ввод *4*, расположенный вблизи прожектора. Усиленный сигнал снимается с коллекторного конца замедляющей системы *3*. В средней части этой системы расположен поглотитель *8*.



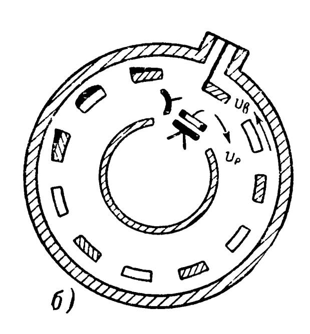


Рис. 10-56. Мощные генераторы класса М.

а — лампа бегущей волны — усилитель; *б* — лампа обратной волны — автогенератор.

На рис. 10-56, *б* изображена конструкция мощной лампы обратной волны — автогенератора класса М. Его конструкция близка к рассмотренной перед этим системе Прибор имеет ту же замедляющую систему и один вывод энергии вблизи электронного прожектора. Флук-

туации электронного потока в лампе создают различные волны, бегущие вдоль ее замедляющей системы. Для одной из волн выполняется условие равенства скоростей и противоположности направления по отношению к потоку электронов. Такая волна усиливается, и в приборе возникает самовозбуждение. Генераторы этого класса на сантиметровых волнах позволяют получить полезную мощность до 10 *квт* при к. п. д. более 40% и коэффициенте электронной настройки 1 : 2.

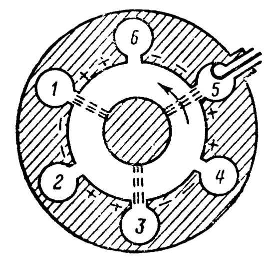


Рис. 10-57. Магнетронный генератор.

Наиболее распространенным из генераторов бегущих волн класса М является м а г н е т р о н. Его замедляющая система представляет собой цепочку резонаторов (рис. 10-57). В отличие от рассмотренных выше генераторов он не имеет электронного прожектора (его заменяет массивный цилиндрический катод); в нем отсутствует также коллектор. Благодаря этому электронный поток и колебательная система становятся замкнутыми. Как и у рассмотренных ранее генераторов класса М, во вращающемся около катода электронном облаке образуются сгустки («спицы») в областях, где действует тормозящее электрическое поле. На рис. 10-58 дано объемное изображение конструкции магнетрона.

Замкнутость системы создает новую особенность в работе генератора. Режим установившихся колебаний возможен в генераторе только тогда, когда волна, обойдя замедляющую систему, например, от резонатора *1* (см. рис. 10-57) вернется к нему с той же фазой или отли-

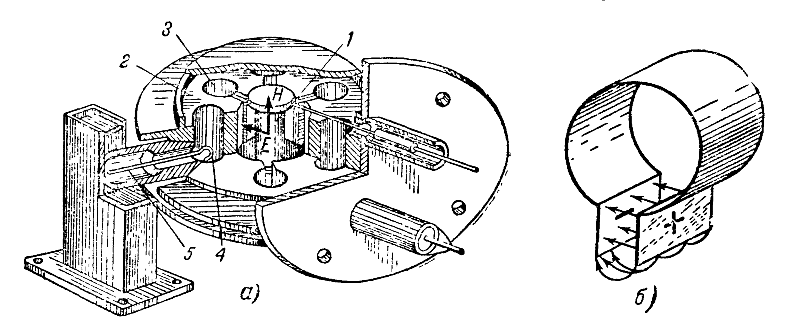


Рис. 10-58. Конструкция магнетрона (*а*) и его резонатора (*б*).

1 — катод; *2* — анодный блок; *3* — резонатор; *4* — петля связи; *5* — вывод энергии.

чающейся от нее на целое число 2π *рад*. Бегущая волна тока, обтекая резонаторы, создает на каждом из них падение напряжения, сдвинутое относительно тока на некоторый фазовый угол φ_n, зависящий от расстройки резонаторов относительно частоты генерируемых колебаний. Из условия замкнутости следует, что сумма этих фазовых сдвигов

$$N\varphi_n = 2\pi n, \qquad (10\text{-}51)$$

где N — число резонаторов; n — целое число ($n = 0, 1, 2, 3, \ldots$), а фазовый сдвиг на один резонатор

$$\varphi_n = 2\pi \frac{n}{N}. \qquad (10\text{-}52)$$

Легко убедиться, что сдвиг φ_n может принимать различные значения только при $n \leqslant N/2$. Так, если $n = N/2 + 1$, то

$$\varphi_{N/2+1} = 2\pi\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{N}\right) = \frac{2\pi}{N} + \pi, \qquad (10\text{-}53)$$

что с точностью до направления отсчета совпадает с

$$\varphi_{N/2-1} = 2\pi\left(\frac{1}{2} - \frac{1}{N}\right) = \pi - \frac{2\pi}{N}. \qquad (10\text{-}54)$$

Действительно,

$$\varphi_{N/2-1} - 2\pi = -\left(\frac{2\pi}{N} + \pi\right) = -\varphi_{N/2+1}.$$

Следовательно, в магнетроне в отличие от рассмотренных выше генераторов класса М с разомкнутой замедляющей системой могут возбуждаться только $N/2 + 1$ разных типов колебаний, соответствующих значениям $n = 0, 1 \ldots N/2$.

Различный фазовый сдвиг на резонаторах может возникнуть только при различной частоте проходящей через них бегущей волны тока. Значит, при различных типах колебаний в магнетроне возбуждаются различные частоты. Как же практически вызвать в магнетроне колебания желаемого типа? В гл. 5 мы познакомились с уравнением бегущей волны (5-4), которое можно переписать в виде

$$u_x = U\cos\left(\omega t - \frac{\omega x}{v}\right). \qquad (10\text{-}55)$$

Второе слагаемое в скобках показывает, на сколько изменяется фаза волны при прохождении пути x.

Если расстояние между соседними резонаторами L, а сдвиг фаз колебаний в них (который надо рассматривать как результат запаздывания бегущей волны) φ_n, то согласно уравнению (10-55)

$$\varphi_n = \frac{\omega L}{v_n}, \qquad (10\text{-}56)$$

откуда, учитывая выражение (10-52),

$$v_n = \frac{\omega L}{\varphi_n} = \frac{\omega L N}{2\pi n} = \frac{LNf}{n}. \qquad (10\text{-}57)$$

Последнее выражение показывает, что в зависимости от типа колебаний (номера n) скорость распространения бегущих волн вдоль замедляющей системы различна.

Для эффективного взаимодействия волны с потоком необходимо, чтобы они двигались синхронно — с одинаковой скоростью. Средняя же скорость потока определяется отношением напряженности электрического и магнитного полей. Следовательно, для возбуждения колебаний желаемого типа нужно установить такое напряжение на аноде, при котором выполнялось бы условие синхронизма потока с волной:

$$v_e = \frac{E}{H} = \frac{LNf}{n}. \qquad (10\text{-}58)$$

Из этого выражения следует, что скорость электронов, равная скорости бегущей волны, убывает с увеличением номера n; наименьшей она будет при максимальном значении $n = N/2$. При этом, как видно из (10-52), колебания в соседних резонаторах будут сдвинуты относительно друг друга на $\varphi_{N/2} = \pi$, т. е. будут происходить в противофазе. Для возбуждения их согласно выражению (10-58) потребуется минимальное анодное напряжение, что технически выгодно.

Подробная теория показывает также, что при колебаниях противофазного типа осуществляется наиболее эффективное взаимодействие потока электронов с волной. Поэтому практически во всех магнетронах используют колебания противофазного типа. Поскольку энергия в магнетроне переносится бегущей волной, обходящей последовательно все резонаторы, то нет необходимости отбирать энергию от каждого из них. Для вывода ее в один из резонаторов вставляется петля индуктивной связи, переходящая во внешний фидер.

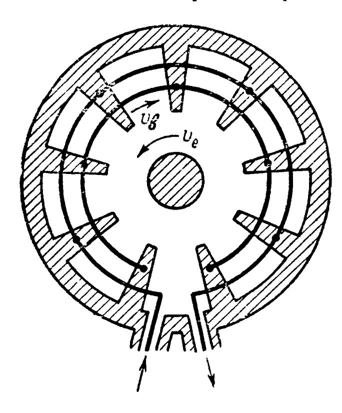


Рис. 10-59. Платинотрон — усилитель (амплитрон).

Магнетрон представляет собой диод, поэтому единственным способом воздействия на амплитуду его колебаний могло бы быть изменение анодного напряжения. Однако это неизбежно привело бы к изменению условий синхронизма, переходу с одного типа колебаний на другие, а следовательно, к скачкам частоты, чего допустить нельзя. Поэтому магнетроны обычно используют в импульсном режиме, подавая на анод питающее напряжение в виде импульсов с возможно более плоской вершиной.

Магнетроны работают в диапазонах дециметровых, но более всего в диапазонах сантиметровых и миллиметровых волн. Они способны развивать в импульсе (на сантиметровых волнах) мощности в десятки мегаватт при очень высоком к. п. д., достигающем 60—70%.

Магнетрон может возбудиться и при взаимодействии с обратной волной, когда напряжение на аноде ниже, чем при колебаниях типа π.

В последние годы разработан новый прибор класса М для усиления дециметровых и сантиметровых волн, основанный на взаимодействии потока с обратной волной и названный платинотроном (рис. 10-59). Замедляющая система платинотрона представляет собой двухпроводную линию, нагруженную на резонаторы лопаточного типа. Катод у него цилиндрический, как и у магнетрона. Поглотителя здесь нет, потому что линия согласуется на входе и на выходе и отраженные волны отсутствуют. Входной сигнал создает бегущие волны с фазовой скоростью $v_в$ в замедляющей системе. При выполнении условия синхронизма (при равенстве скорости электронов v_e скорости волны $v_в$) происходит описанное выше энергетическое взаимодействие потока с обратной волной.

Усиление прибора невелико (до 20 раз), но он работает с очень высоким к. п. д., достигающим 80%. Благодаря замкнутости потока диапазонные свойства этого усилителя хуже, чем у лампы бегущей волны, но он может все же работать приблизительно внутри 10%-ной полосы частот.

10-9. ТРАНЗИСТОРНЫЕ ГЕНЕРАТОРЫ И УСИЛИТЕЛИ

В электронных лампах от 10 до 50% подводимой мощности затрачивается в цепи накала, поэтому уже давно ведутся поиски приборов, которые могли бы заменить лампы, не требуя накала. Такими приборами, позволяющими резко повысить экономичность усилителей и генераторов, оказались транзисторы. Использование их позволяет существенно продвинуться и в другом важнейшем направлении — повышении надежности аппаратуры, поскольку основной причиной выхода ламп из строя являются перегорание нити и потеря эмиссии катодом.

Сравнение характеристик электронных ламп и транзисторов (см. гл. 8) обнаруживает их идентичный характер, что дает основание и для тождественного их использования. При этом роль анода играет коллектор, роль сетки — база и роль катода — эмиттер.

Основное различие аналогичных схем на транзисторах с разным типом проводимости заключено в полярности источников питания. Если говорить о транзисторах с проводимостью типа *p-n-p*, то для прекращения коллекторного и базового тока необходимо подавать на

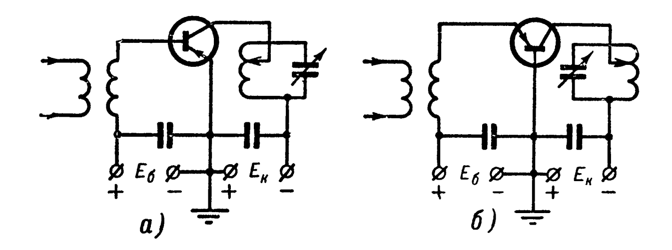


Рис. 10-60. Транзисторные генераторы с внешним возбуждением.

а — генератор с общим эмиттером; *б* — генератор с общей базой.

базу небольшое положительное или нулевое смещение. Поэтому при работе с большими углами отсечки ($\theta \approx 90°$) часто на базу приходится подавать положительное напряжение смещения, при работе же в режиме С оно, так же как и в ламповых генераторах, должно быть отрицательным. К коллектору таких транзисторов подводится отрицательное напряжение относительно эмиттера. На рис. 10-60 приведены схемы усилителя с общим эмиттером и усилителя с общей базой, аналогичные соответственно ламповым усилителям с общим катодом и общей сеткой.

Благодаря большой крутизне, которая у транзисторов достигает в среднем 200 *ма/в* (что на порядок больше, чем у ламп), и малым токам базы усилитель с общим эмиттером обладает значительно бо́льшим усилением, чем ламповый усилитель с общим катодом. Усиление же генератора с общей базой, как и усилителя с общей сеткой, невелико.

К недостаткам транзисторных усилителей следует отнести, во-первых, сильную зависимость их параметров от температуры, что заставляет усложнять схемы специальными устройствами температур-

ной компенсации, и, во-вторых, ухудшение их усилительных свойств с ростом рабочей частоты.

Схемы транзисторных автогенераторов также аналогичны соответствующим ламповым схемам (рис. 10-61). Однако на относительно высоких частотах из-за инерционности носителей зарядов часто оказывается необходимым для выполнения фазового условия самовозбуждения вклю-

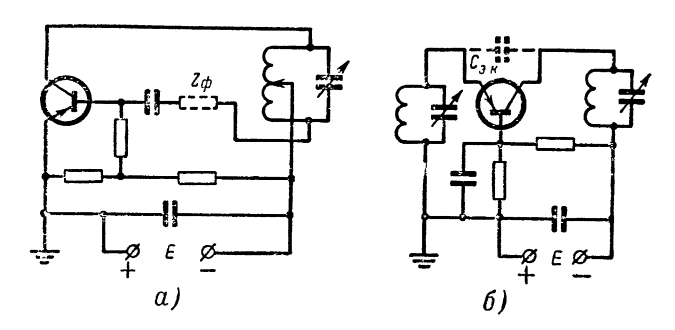


Рис. 10-61. Транзисторные автогенераторы.

а — генератор с автотрансформаторной обратной связью; *б* — двухконтурный автогенератор с общей базой.

чать в цепь обратной связи дополнительную фазосдвигающую цепочку $R_ф C_ф$ или одиночное реактивное сопротивление $Z_ф$.

Для получения мягкого самовозбуждения и малых отсечек в установившемся режиме в транзисторных автогенераторах, как правило, используют схемы комбинированного смещения. Начальное смещение, позволяющее получить в момент включения достаточно высокую крутизну, создается путем подачи части напряжения с коллекторного источника питания через делитель. В установившемся режиме за счет тока базы цепь автоматического смещения переводит генератор в режим С.

10-10. ГЕНЕРАТОРЫ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ

Незатухающие колебания в одиночном контуре возможны только в том случае, если его сопротивление потерь равно нулю. Поскольку любой реальный контур обладает активным сопротивлением, то получение в контурах ламповых генераторов незатухающих колебаний можно рассматривать как результат внесения в него некоторого «отрицательного сопротивления», компенсирующего его положительное активное сопротивление. Роль такого отрицательного сопротивления в схеме лампового генератора играет лампа, на сетку которой подается напряжение в фазе с напряжением на контуре. Если фазовые соотношения в генераторе выдержаны в соответствии с графиками, приведенными на рис. 10-3, то при возрастании анодного тока лампы напряжение между ее анодом и катодом уменьшается (в противоположность увеличению напряжения на обычном активном сопротивлении при возрастании тока). Это является отличительной чертой элемента с отрицательным сопротивлением. При этом сама по себе лампа имеет положительное сопротивление, и свойство отрицательного со-

противления она приобретает только по отношению к первой гармонике анодного тока, на частоту которой настроен контур, благодаря подведению напряжения возбуждения от другого генератора или по цепи обратной связи от анодного контура.

Возможны и другие способы использования ламп в качестве отрицательного сопротивления. Например, у многосеточных ламп при увеличении напряжения защитной сетки наблюдается уменьшение тока экранирующей сетки, несмотря на одновременное увеличение ее напряжения вследствие перераспределения электронного потока между анодом и экранирующей сеткой.

На рис. 10-62 приведена типичная характеристика тока экранирующей сетки многосеточной лампы в зависимости от напряжения защитной сетки. Если присоединить контур к экранирующей сетке и катоду такой лампы, а в цепь защитной сетки по цепи обратной связи

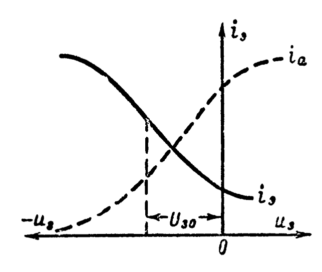


Рис. 10-62. Характеристика тока экранирующей сетки.

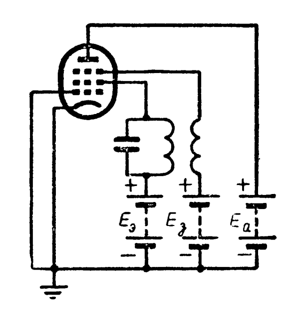


Рис. 10-63. Схема транзитронного генератора.

подавать часть напряжения с контура таким образом, чтобы потенциал защитной сетки возрастал, когда возрастет потенциал экранирующей сетки, то ток эранирующей стеки при этом будет уменьшаться и, следовательно, участок лампы катод — экранирующая сетка будет играть роль отрицательного сопротивления. На этом явлении основана работа генераторов, получивших название **транзитронных** (рис. 10-63).

Некоторые приборы и устройства по своей природе обладают для переменной составляющей тока отрицательным сопротивлением. Например, дуговой разряд имеет типичную для элементов с отрицательным сопротивлением падающую вольт-амперную характеристику. С увеличением тока возрастает температура дуги, увеличивается количество ионов в разрядном промежутке, вследствие чего его сопротивление падает и разность потенциалов между электродами уменьшается. Эго свойство дугового разряда использовалось в дуговых генераторах высокой частоты, применявшихся до появления ламповых генераторов. В них дуговой разряд производился в цепи контура, в котором поддерживались незатухающие колебания высокой частоты. В случаях, когда, как в дуговом генераторе, для придания элементу, поддерживающему колебания в контуре, свойств отрицательного сопротивления не требуется создания обратной связи, генераторы часто называются устройствами с отрицательным сопротивлением.

10-11. ГЕНЕРАТОРЫ СИНУСОИДАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ С РЕАКТИВНЫМИ ЭЛЕМЕНТАМИ ОДНОГО ЗНАКА

Синусоидальные колебания возникают в цепях, содержащих реактивные элементы разных знаков, — индуктивности и емкости. Как было показано в гл. 2, в цепях, содержащих активные и реактивные сопротивления одного знака, нарушение электрического равновесия приводит к протеканию резко несинусоидальных токов. Однако это вовсе не означает, что в автоколебательной системе, содержащей активные и реактивные сопротивления одного знака, невозможно выделить синусоидальные колебания. Вспомним, что несинусоидальные токи могут быть представлены в виде суммы бесконечного множества гармонических (синусоидальных) составляющих различных частот. Для возбуждения в системе колебаний только одной частоты нужно составить схему таким образом, чтобы условия самовозбуждения выпол-

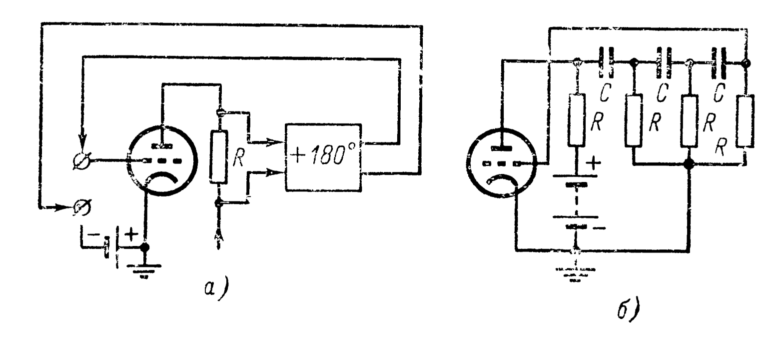


Рис. 10-64. Автогенератор с реактивным сопротивлением одного знака.

а — автогенератор-усилитель на резисторе, охваченный петлей обратной связи; *б* — схема автогенератора.

нялись только для одной из гармоник. Проще всего этого можно добиться, составив цепь обратной связи так, чтобы условия самовозбуждения по фазе выполнялись только для одной частоты.

Усилитель на резисторе можно превратить в автогенератор, если часть усиленного напряжения с анодной нагрузки лампы подавать на ее управляющую сетку в противофазе с переменной составляющей анодного напряжения (рис. 10-64, *а*). Для получения сдвига фаз при передаче напряжения с нагрузочного резистора на сетку лампы можно использовать цепочки *RC* (из резисторов и конденсаторов). С помощью одной цепочки из резистора и конденсатора можно получить сдвиг фаз не более чем на 90°. Практически же обычно получают сдвиг фаз, близкий к 60°. Поэтому для получения сдвига фазы на 180° в цепь обратной связи приходится включать три цепочки из резисторов и конденсаторов (рис. 10-64, *б*). С последней цепочки напряжение подается на управляющую сетку лампы.

Сдвиг фаз, создаваемый в каждой секции и всей цепочкой в целом, зависит от ее параметров и рабочей частоты. Поэтому нужный сдвиг фаз получается отличным от 180° и колебания возбуждаться не могут.

В рассмотренной схеме частота генерируемых колебаний

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{6}\,RC}. \tag{10-59}$$

Частоту в генераторах данного типа при одном и том же конденсаторе переменной емкости можно изменять в значительно больших пределах, чем в генераторе с колебательными контурами, где она изменяется обратно пропорционально квадратному корню из емкости. Это является большим преимуществом генераторов типа RC. Например, если конденсатор переменной емкости имеет коэффициент перекрытия $C_{макс}/C_{мин} = 4$, то в генераторе типа RC частоту можно изменять в четыре раза, а в генераторе типа LC только в 2 раза.

Достоинствами данных схем являются также малый вес, габариты и стоимость деталей, что особенно заметно проявляется на низких частотах, где дроссели со стальным сердечником становятся весьма громоздкими и дорогими. В настоящее время разработаны и используются весьма разнообразные схемы генераторов синусоидальных колебаний типа RC. Аналогично можно создать и генераторы типа RL, но они по сравнению с рассмотренными генераторами имеют больший вес, габариты и меньшую стабильность частоты. Поэтому практического распространения они не получили.

10-12. ЗАТЯГИВАНИЕ ЧАСТОТЫ В АВТОГЕНЕРАТОРАХ

В первый период развития ламповой радиотехники радиопередающие устройства строились преимущественно по однокаскадной схеме: они состояли из автогенератора, связанного непосредственно с цепью антенны. Для передачи в антенну максимальной мощности старались устанавливать возможно более сильную связь между генератором и антенной. При этом обнаружили, что при настройке антенного контура колебания срывались или настройка генератора становилась неоднозначной, т. е. генерируемая частота зависела от того, как производилась настройка.

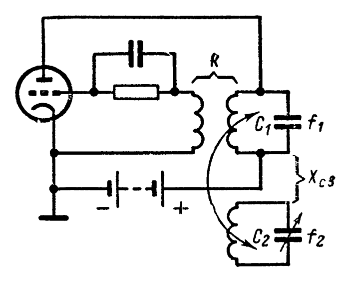


Рис. 10-65. Схема автогенератора с нагрузкой из двух связанных контуров.

Разберем причину этого явления. Если заменить антенну эквивалентным контуром, то из схемы генератора (рис. 10-65) будет видно, что его нагрузкой служит система из двух связанных контуров. Предположим, что контур, включенный непосредственно в анодную цепь лампы, настроен конденсатором C_1 на фиксированную частоту f_1, а частота f_2 внешнего контура изменяется конденсатором переменной емкости C_2.

Частота генерируемых колебаний совпадает с резонансной частотой колебательной системы генератора, собственные частоты которой определяются частотами связи двух связанных контуров. Эти частоты изменяются в зависимости от величины связи $X_{св}$ и расстройки их друг относительно друга (см. рис. 3-8).

В момент включения генератора в колебательной системе возбудятся слабые колебания обеих частот. Однако наличие колебаний одной

частоты в схеме затрудняет возбуждение в ней колебаний других частот. Это объясняется тем, что все автогенераторы работают в нелинейном режиме, т. е. в области с переменным значением крутизны, поэтому средняя крутизна лампы при наличии колебаний оказывается всегда меньше значения ее статической крутизны. Из общих же условий самовозбуждения известно (см. выражение 10-32), что чем меньше средняя крутизна лампы, тем больше должен быть коэффициент обратной связи, при котором возможно возбуждение новой частоты. Кроме того, наличие колебаний одной частоты приводит к появлению тормозящего поля в лампе совсем не в те моменты времени, когда электроны могут передавать наиболее эффективно энергию контуру, входя в импульсы, следующие с другой частотой. Поэтому быстро нарастающие колебания той частоты, на которой потери в системе меньше, ухудшают условия возбуждения колебаний на второй частоте и последние быстро затухают.

Рассмотрим явления, которые происходят в генераторе при перестройке внешнего контура. Перестройка его приводит к изменению частот связи, одна из которых лежит ниже, а вторая выше частоты обоих контуров. Если частота внешнего контура ниже частоты анодного, то передача энергии из анодного контура во внешний контур будет на нижней частоте связи $\omega_н$ больше, чем на верхней частоте $\omega_в$, поскольку разность $\omega_н - \omega_2$ меньше разности $\omega_в - \omega_2$ (см. рис. 3-8). Поэтому в генераторе возбуждаются колебания на верхней частоте связи, на которой потери в анодном контуре меньше.

Если настроить внешний контур на частоту выше частоты анодного контура, то он будет расстроен относительно верхней частоты связи $\Delta\omega = \omega_в - \omega_2$ меньше, чем относительно нижней частоты связи $\Delta\omega = \omega_н - \omega_2$. Поэтому потери в анодном контуре на передачу энергии во внешнюю цепь станут больше на верхней частоте связи, и в генераторе будут возбуждаться колебания на нижней частоте связи. На рис. 10-66, *а* видно, что когда $\omega_2 < \omega_1$ возрастание частоты ω_2 приводит к уменьшению расстройки внешнего контура относительно рабочей частоты и увеличению тока I_2 во внешнем контуре. При $\omega_2 > \omega_1$ увеличение частоты ω_2 приводит к увеличению расстройки внешнего контура относительно нижней частоты связи, которая возбуждается в генераторе, и уменьшению тока во внешнем контуре.

Если связь анодного контура с внешним контуром достаточно сильная, то при малых расстройках последнего относительно генерируемой частоты переход энергии во внешнюю цепь особенно интенсивен, и вследствие этого эквивалентное сопротивление анодного контура сильно уменьшено. Установленной величины обратной связи, как это видно из формулы (10-30), может не хватить для поддержания самовозбуждения, и колебания сорвутся. Явления, протекающие в генераторе в этом случае, иллюстрируются графиками на рис. 10-66, *б*.

Очевидно, что срыв колебаний можно устранить увеличением обратной связи. Явления в генераторе при увеличении частоты внешнего контура будут протекать тогда следующим образом. В области $\omega_2 \leqslant \omega_1$ возбуждаются колебания на верхней частоте связи. Несмотря на создание в схеме более благоприятных (с точки зрения потерь) условий для возбуждения колебаний на нижней частоте связи, они при переходе через частоту ω_1 до частоты срыва $\omega_{2ср}$ еще не возбуждаются, так как наличие колебаний верхней частоты уменьшает среднюю крутизну лампы и препятствует их возникновению. Только на частоте $\omega_2 = \omega_{2ср}$ создавшиеся значительно более благоприятные условия для возбуждения колебаний на нижней частоте связи приводят к изменению скачком частоты колебаний (рис. 10-66, *в*). До скачкообразного изменения ча-

стоты увеличивающийся отсос энергии во внешний контур приводит к росту тока в нем. Естественно, что при обратной перестройке с уменьшением частоты внешнего контура наблюдается затягивание генерации на нижней частоте (штриховые линии на рис. 10-66, *в*), а затем перескок на верхнюю частоту связи.

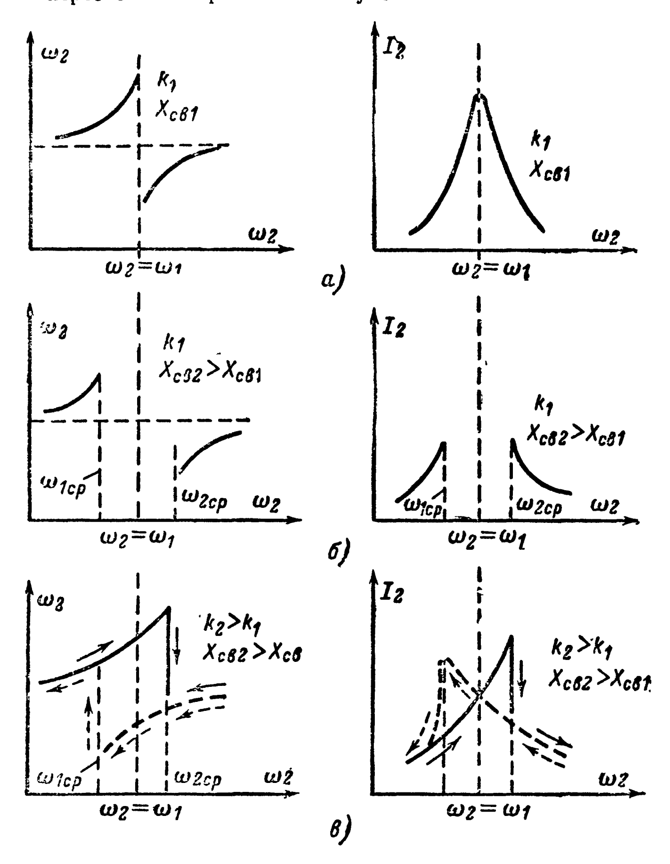


Рис. 10-66. Затягивание частоты в двухконтурном автогенераторе.

Таким образом, образуется область настроек внешнего контура $\omega_{1ср} \div \omega_{2ср}$, внутри которой рабочая частота генератора зависит от того, каким образом производится его настройка. С этим неприятным явлением можно столкнуться при использовании однокаскадных передатчиков, которые применяются во многих импульсных радиоустройствах. В многокаскадных передатчиках автогенератор всегда связан с последующими каскадами, поэтому попытка увеличить связь с ними сверх некоторого предела может привести к возникновению за-

тягивания. В некоторых устройствах явление затягивания используется для стабилизации частоты.

Следует обратить внимание на то, что затягивание частоты возможно только в таких генераторах, в которых один из контуров играет роль «внешнего» контура, т. е. энергия из него не передается обратно в цепь автогенератора и для генератора является энергией потерь. В двухконтурных схемах с общим анодом, катодом или сеткой второй контур входит в цепь обратной связи. Из графиков на рис. 10-29 видно, что в этих генераторах на разных частотах связи знаки коэффициентов обратной связи противоположны, поэтому может возбуждаться только одна из частот связи. В таких схемах явление затягивания может наблюдаться в том случае, когда контур, определяющий частоту генерируемых колебаний, сильно связан с внешней цепью.

10-13. ЗАХВАТЫВАНИЕ ЧАСТОТЫ АВТОГЕНЕРАТОРА

Если автогенератор, генерирующий колебания частоты $\omega_{г0}$, подвергнуть воздействию внешней э. д. с. достаточно большой амплитуды с частотой $\omega_в$, мало отличающейся от частоты $\omega_{г0}$, то частота автогенератора может измениться и после переходного процесса стать равной частоте внешней э. д. с. Это явление получило название з а х в а т ы в а н и я или п о л н о г о у в л е ч е н и я ч а с т о т ы. Иногда

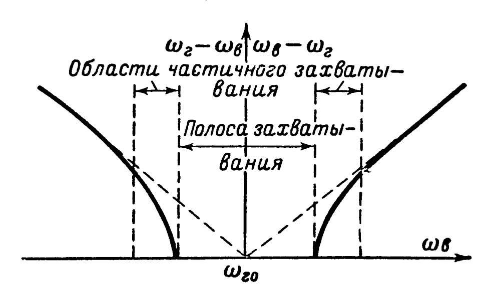


Рис. 10-67. Захватывание частоты автогенератора.

захватывание называют также п р и н у д и т е л ь н о й с и н х р о н и з а ц и е й. При заданной интенсивности внешнего сигнала она наблюдается в некоторой области частот, лежащих близко к частоте собственных колебаний автогенератора, которая называется п о л о с о й з а х в а т ы в а н и я. При несколько большей разности частот наблюдается лишь частичное изменение частоты автогенератора. Это явление называют ч а с т и ч н ы м з а х в а т ы в а н и е м (или увлечением) частоты. Начиная с некоторых расстроек, внешнее воздействие не приводит к изменению рабочей частоты автогенератора.

На рис. 10-67 приведен график изменения разности рабочей частоты генератора и частоты внешней вынуждающей силы в зависимости от ее частоты. В полосе захватывания эта разность равна нулю, в области частичного захватывания она отлична от нуля, и вне ее разность нарастает линейно, поскольку частота $\omega_г$ перестает изменяться. Объяснить это можно следующим образом. На какую бы цепь автогенератора ни

воздействовала внешняя э. д. с., на сетке лампы из-за наличия обратной связи появится переменная э. д. с. с частотой внешнего источника. Если эта частота сравнительно мало отличается от частоты автогенератора, а амплитуда наведенных колебаний сравнима с амплитудой напряжения на сетке лампы автогенератора, в сеточной цепи возникнут **б и е н и я к о л е б а н и й** этих двух частот. В некоторый момент времени максимальные положительные значения обеих величин совпадают (рис. 10-68), они складываются, и результирующее колебание равно сумме их амплитуд. Через период одна из величин снова достигнет максимального значения, а вторая величина в этот момент будет иметь меньшее значение, и поэтому их сумма будет меньше, чем в первом случае.

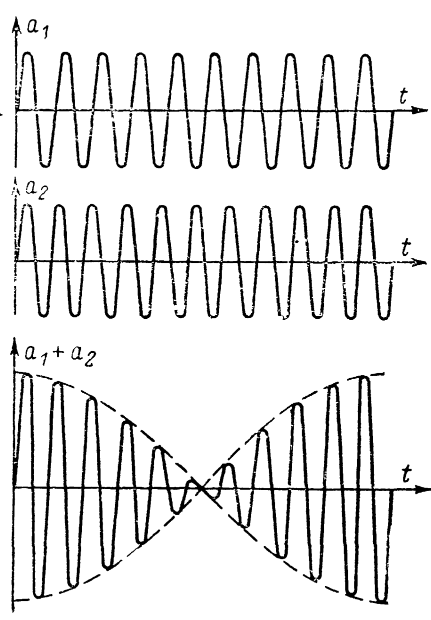


Рис. 10-68. Биения при сложении колебаний близких частот.

От периода к периоду сдвиг фаз между колебаниями будет расти и амплитуда результирующего колебания будет уменьшаться. Когда сдвиг фаз превысит 120°, колебания начнут ослаблять друг друга, а при сдвиге фаз в 180° амплитуда результирующего колебания достигнет разности амплитуд обоих колебаний. Дальнейшее увеличение сдвига фаз приведет к появлению и постепенному нарастанию амплитуды результирующего колебания. Когда же сдвиг фаз достигнет 360°, амплитуды колебаний будут вновь складываться. Таким образом, в результате сложения двух колебаний разных частот возникают новые колебания с периодически нарастающей и убывающей амплитудой.

Для определения частоты результирующих колебаний и периода изменения их амплитуды рассмотрим данное явление математически. Если в цепи происходит сложение двух высокочастотных колебаний с одинаковой амплитудой $a_1(t) = A \sin 2\pi f_1 t$ и $a_2(t) = A \sin 2\pi f_2 t$, то в результате их сложения получим:

$$a_1(t) + a_2(t) = A(\sin 2\pi f_1 t + \sin 2\pi f_2 t).$$

Используя затем известную тригонометрическую формулу преобразования суммы двух синусоидальных величин в произведение

$$\sin\alpha + \sin\beta = 2\cos\frac{\alpha-\beta}{2}\sin\frac{\alpha+\beta}{2};$$

получим:

$$a_1(t) + a_2(t) = 2A \cos 2\pi \frac{f_1 - f_2}{2} t \sin 2\pi \frac{f_1 + f_2}{2} t. \qquad (10\text{-}60)$$

Если частота f_1 близка к частоте f_2, то частота первого сомножителя мала и его можно рассматривать как переменную амплитуду высокочастотного колебания частоты:

$$f = \frac{f_1 + f_2}{2}.$$

Таким образом, в *результате биений двух высокочастотных колебаний возникают новые высокочастотные колебания с частотой, равной среднему значению их частот,*

$$f = f_{\text{ср}} = \frac{f_1 + f_2}{2}, \qquad (10\text{-}61)$$

и переменной амплитудой, максимальные значения которой повторяются с частотой, равной разности их частот,

$$F = f_1 - f_2. \qquad (10\text{-}62)$$

Уравнение колебаний биений показывает, что при переходе амплитуды через нуль фаза высокочастотных колебаний меняется на обратную, поскольку $\cos \frac{f_1 - f_2}{2} t$ изменяет свой знак.

В тех случаях, когда амплитуды колебаний разных частот A_1 и A_2 неодинаковы, амплитуда результирующего колебания изменяется от максимального значения $A_{\text{макс}} = A_1 + A_2$, когда фазы колебаний совпадают, до минимального значения $A_{\text{мин}} = A_1 - A_2$, когда разность фаз достигает π. Период изменения амплитуды в этом случае легко определить из следующих соображений. Если в начальный момент времени фазы колебаний совпадали, то их новое совпадение произойдет через время T, за которое одна из величин совершит n, а вторая $n + 1$ колебаний, т. е. $T = nT_1$ и $T = (n + 1)\, T_2$. Приравнивая правые части этих выражений, получим:

$$n = \frac{T_2}{T_1 - T_2}.$$

Подставив затем это соотношение в первое равенство, мы найдем период изменения амплитуды результирующего колебания

$$T = nT_1 = \frac{T_2}{T_1 - T_2} T_1 = \frac{1}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}$$

или частоту изменения амплитуды

$$F = \frac{1}{T} = f_1 - f_2,$$

которая равна разности частот складываемых колебаний.

Вернемся теперь к изучению явления захватывания частоты в автогенераторе. Из приведенного рассмотрения следует, что в результате биений напряжения автогенератора и внешней э. д. с. амплитуда результирующих колебаний будет изменяться с частотой $\omega_{\text{г0}} - \omega_{\text{в}}$, а их частота

$$\omega_{\text{р}}' = \frac{\omega_{\text{г0}} + \omega_{\text{в}}}{2}.$$

Поскольку частоты $\omega_г$ и $\omega_в$ близки друг к другу, их разность получается во много раз меньше частоты результирующих колебаний. Поэтому, рассматривая явления в течение малых промежутков времени (порядка нескольких периодов колебаний), можно изменение их амплитуды не учитывать.

Анодный ток лампы определяется в основном напряжением на управляющей сетке, поэтому он также станет изменяться с частотой $\omega_р$. Проходя через анодный контур, он будет создавать на нем падение напряжений новой частоты $\omega'_р$. Нетрудно видеть, что если $\omega_в > \omega_{г0}$, то новая частота, являющаяся средней частотой между $\omega_в$ и $\omega_{г0}$, будет больше $\omega_{г0}$, но меньше $\omega_в$, т. е. генерируемая частота возрастет. Колебания новой частоты $\omega'_р$ создадут биения с внешней э. д. с., в результате чего возникнут колебания с частотой

$$\omega''_р = \frac{\omega'_р + \omega_в}{2},$$

которая будет более высокой, чем $\omega'_р$, но более низкой, чем $\omega_в$ (рис. 10-69), и частота в схеме возрастет еще больше.

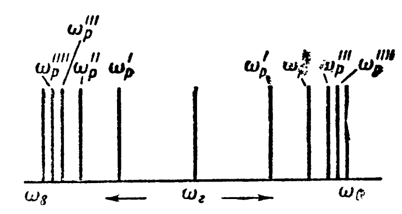


Рис. 10-69. Изменение частоты автогенератора в процессе захватывания.

Такой процесс нарастания частоты будет происходить весьма быстро и дальше, пока после некоторого n-го цикла частота генерируемых колебаний почти точно не совпадет с частотой внешнего источника $\omega_р^{(n)} = \omega_в$. После этого изменение частоты прекратится. То же самое происходит и тогда, когда частота внешней э. д. с. меньше частоты генератора, но в этом случае частота генератора будет уменьшаться, пока не совпадет с частотой внешнего источника. График, построенный на рис. 10-69, следует понимать условно, как результат измерений мгновенных значений частоты в отдельные моменты времени. В действительности процесс изменения частоты протекает непрерывно.

Чем больше отличается частота внешнего источника от собственной частоты автогенератора, тем больше расстройка анодного контура относительно вынужденной частоты. Начиная с некоторой расстройки, условия возбуждения внешней частоты $\omega_в$ в схеме не выполняются, и явление захватывания исчезает. Однако это не означает, что влияние внешнего источника полностью прекращается. Рассмотренный выше процесс постепенного приближения частоты генерируемых колебаний к частоте внешнего источника остановится на известной стадии, и в схеме установится некоторая промежуточная частота

$$\omega_р^к = \frac{\omega_р^{(к-1)} + \omega_в}{2},$$

для которой условия самовозбуждения будут более благоприятны, чем для следующей частоты биений. Эта промежуточная частота будет тем ближе к частоте внешнего источника, чем меньше он расстроен относительно начальной частоты генератора.

Данное явление получило название **частичного захватывания** (или увлечения) **частоты**. Оно наблюдается в не-

которой области расстроек, за которой явление частичного захватывания прекращается, как это и показано на рис. 10-69.

Захватывание частоты используется в целом ряде радиотехнических устройств, например для синхронизации генератора от другого более стабильного генератора, для выделения и усиления колебаний нужной частоты при действии в цепи э. д. с. многих частот, для умножения частоты путем синхронизации генератора высшими гармониками возбуждающей э. д. с. и для других целей.

10-14. ГЕНЕРАТОРЫ НЕСИНУСОИДАЛЬНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Для передачи информации в виде кодированных импульсных посылок, для одновременного запуска различных устройств, для последовательного срабатывания различных цепей через определенные промежутки времени и для других целей в современных радиотехнических устройствах широко используются генераторы электрических колебаний самой различной несинусоидальной формы. Такие колебания получили название р е л а к с а ц и о н н ы х.

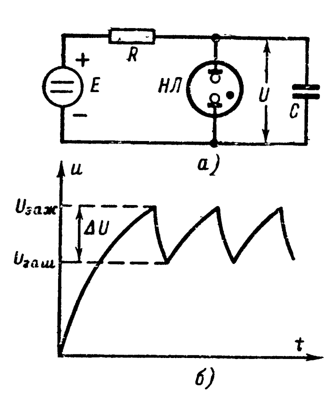


Рис. 10-70. Генератор релаксационных колебаний с неоновой лампой.

Простейшая схема генератора релаксационных колебаний показана на рис. 10-70, *а*. В ней к источнику постоянного тока E через резистор R подключена неоновая лампа *НЛ*, параллельно которой включен конденсатор C. Начиная с момента включения, конденсатор заряжается от источника через резистор R Когда напряжение на конденсаторе достигает потенциала зажигания неоновой лампы, в ней возникает ионный разряд, внутреннее сопротивление ее становится весьма малым (оно измеряется обычно сотнями ом) и конденсатор начинает разряжаться через лампу. Разряд продолжается до тех пор, пока напряжение на конденсаторе не упадет до потенциала гашения, который лежит ниже потенциала зажигания. Резистор R ограничивает ток, протекающий от источника, и не дает возможности поддерживать разряд в лампе, поэтому она гаснет и конденсатор начинает снова заряжаться от источника через резистор R.

Процесс заряда и разряда конденсатора через резистор происходит по экспоненциальному закону (см. гл. 2). При заряде конденсатора через большое сопротивление резистора R процесс нарастания напряжения происходит медленно, а разряд через малое внутреннее сопротивление открытой лампы протекает во много раз быстрее. На рис. 10-70, *б* приведен график изменения напряжения на конденсаторе, имеющего пилообразный характер.

Несмотря на свою простоту, такой генератор используется сравнительно редко из-за нестабильности потенциалов зажигания и гашения неоновой лампы, которые зависят от температуры, освещения, предыдущего состояния прибора и других случайных причин, а также вслед-

ствие малой амплитуды колебаний

$$\Delta U = U_{\text{заж}} - U_{\text{гаш}},$$

где $U_{\text{заж}}$ — напряжение зажигания, а $U_{\text{гаш}}$ — напряжение гашения неоновой лампы. Более стабильные генераторы несинусоидальных колебаний могут быть получены при использовании электронных ламп или полупроводниковых приборов.

В схеме релаксационного генератора, называемого мультивибратором (рис. 10-71), используются два триода. Процесс возбуждения колебаний в этой схеме может быть описан следующим образом.

Пусть в некоторый момент времени в схеме существует состояние электрического равновесия, т. е. в соответствующих цепях обоих плеч схемы протекают одинаковые токи. Сколько-нибудь длительно это состояние существовать не может вследствие ничтожных случайных изменений электронного потока в лампах. Предположим, что в какой-то момент времени анодный ток лампы $Л_1$ немного возрастет, тогда падение напряжения на резисторе R_{a1} увеличится. Сумма же напряжений на резисторе R_{a1} и лампе $Л_1$ всегда остается постоянной и равной напряжению источника питания:

$$U_{R\text{a}1} + U_{\text{a}1} = E_{\text{a}},$$

где $U_{R\text{a}1}$ — падение напряжения на резисторе R_{a1}, а U_{a1} — напряжение на аноде лампы $Л_1$.

Рис. 10-71. Схема мультивибратора.

Следовательно, если $U_{R\text{a}1}$ увеличилось, то U_{a1} должно уменьшиться, вследствие чего конденсатор C_1, подключенный через резистор R_{c2} параллельно лампе $Л_1$, должен начать разряжаться. Его разрядный ток $i_{\text{разр}}$ проходит снизу вверх через R_{c2}, находящийся в цепи сетки лампы $Л_2$, и увеличивает отрицательный потенциал сетки этой лампы по отношению к ее катоду. Это приводит к уменьшению анодного тока лампы $Л_2$. В свою очередь, уменьшение анодного тока лампы $Л_2$ приводит к уменьшению падения напряжения на резисторе R_{a2}. Поэтому конденсатор C_2 начинает заряжаться. Его зарядный ток $i_{\text{зар}}$, проходя сверху вниз через резистор R_{c1}, повышает потенциал сетки лампы $Л_1$ относительно ее катода, что способствует дальнейшему нарастанию анодного тока этой лампы. Нужно заметить, что появление положительного напряжения на сетке лампы $Л_1$ приводит к появлению сеточного тока. Поэтому конденсатор C_2 заряжается также через участок сетка — катод лампы $Л_1$. Из сказанного следует, что в схеме существует положительная обратная связь, а это приводит к быстрому возрастанию тока лампы $Л_1$ и убыванию тока лампы $Л_2$.

Первая стадия процесса закончится полным запиранием лампы $Л_2$ и прохождением большого тока через лампу $Л_1$. Однако такое состояние схемы сохранится недолго. Конденсатор C_1 разрядится через отпертую лампу $Л_1$, ток в его цепи будет уменьшаться, что приведет к постепенному возрастанию напряжения на сетке лампы $Л_2$. В некоторый момент времени напряжение на ней превысит напряжение запирания, и в ее анодной цепи возникнет ток, вследствие чего появится паде-

ние напряжения на резисторе $R_{а2}$ и анодное напряжение на лампе $Л_2$ начнет уменьшаться. В результате этого конденсатор C_2 начнет разряжаться через резистор $R_{с1}$, уменьшая напряжение на сетке лампы $Л_1$, что в свою очередь приведет к уменьшению анодного тока этой лампы и увеличению напряжения на ее аноде. Тогда конденсатор C_1 начнет заряжаться через резистор $R_{с2}$, увеличивая напряжение на сетке лампы $Л_2$, в результате чего увеличится ток через эту лампу. Таким образом, происходит лавинообразное нарастание тока в лампе $Л_2$ и убывание в лампе $Л_1$. Схема, как говорят, «опрокидывается», т. е. то, что происходило сначала в лампе $Л_1$, теперь происходит в лампе $Л_2$, и наоборот. В дальнейшем описанный процесс будет повторяться, и схема будет создавать периодическую последовательность релаксационных колебаний.

Определим, какую форму будут иметь колебания в различных цепях генератора (рис. 10-72). В момент времени, когда лампа $Л_2$ заперта, конденсатор C_2 еще не кончит заряжаться, поскольку скачок тока в лампе происходит весьма быстро, а постоянная времени цепи заряда, определяемая емкостью конденсатора C_2 и сопротивлениями резисторов $R_{а2}$ и $R_{с1}$, имеет большую величину (следует учитывать, что последнее сопротивление шунтируется относительно малым входным сопротивлением отпертой лампы $Л_1$).

Сопротивления резисторов $R_{а1}$ и $R_{а2}$ в анодной цепи ламп выбирают не очень большими. Поэтому заряд конденсатора C_2 заканчивается через небольшой отрезок времени Δt после начала запирания лампы. За это время анодное напряжение на лампе $Л_2$ достигает максимального значения, равного напряжению источника $E_а$, а напряжение на сетке лампы $Л_1$ падает до нуля, поскольку зарядный ток прекращается и падение напряжения на резисторе $R_{с1}$ исчезает.

Одновременно конденсатор C_1 вследствие полного отпирания лампы $Л_1$ и увеличения падения напряжения на резисторе $R_{а1}$ начнет разряжаться через эту лампу и резистор $R_{с2}$. Сопротивление резистора $R_{с2}$ выбирается весьма большим, поэтому процесс разряда протекает сравнительно медленно. Поскольку разрядный ток максимален в первый момент, а в дальнейшем спадает по экспоненциальному закону, то соответственным образом будет изменяться и напряжение на резисторе $R_{с2}$, т. е. напряжение $u_{с2}$ в цепи сетки лампы $Л_2$.

Ток через резистор $R_{а1}$ быстро нарастает до максимума, а затем несколько уменьшается по экспоненциальному закону из-за спадания сеточного напряжения $u_{с1}$ до нуля и в дальнейшем до опрокидывания схемы больше не изменяется. Соответственно этому изменяется напряжение на аноде лампы $Л_1$:

$$u_{а1} = E_а - i_1 R_{а1}.$$

В тот момент, когда напряжение на сетке лампы $Л_2$ вследствие уменьшения разрядного тока конденсатора C_1 возрастает до напряжения $U_{отп}$, она резко отпирается, а лампа $Л_1$, наоборот, запирается, и все процессы в схеме протекают аналогично описанным выше, но в обратном направлении.

В момент запирания лампы $Л_1$ потенциал сетки лампы $Л_2$ резко возрастает за счет напряжения, созданного током заряда конденсатора C_1 на резисторе $R_{с2}$, а затем постепенно спадает до нуля по мере его прекращения. Разрядный ток конденсатора C_2 создает на резисторе $R_{с1}$ большое отрицательное напряжение при отпирании лампы $Л_2$. По мере спада разрядного тока сеточное напряжение возрастает; когда оно превысит напряжение отпирания лампы, произойдет новый скачок

и процессы повторятся снова. В промежутке между скачками анодные токи и напряжения ламп остаются неизменными, если не считать коротких промежутков времени, в течение которых происходят переходные процессы, следующие непосредственно за опрокидыванием схемы.

Графики, приведенные на рис. 10-72, показывают, что форма колебаний в схеме содержит резкие переходы, т. е. имеет разрывный характер. Спектр таких колебаний содержит большое количество гармоник значительной интенсивности, что и послужило причиной названия этого

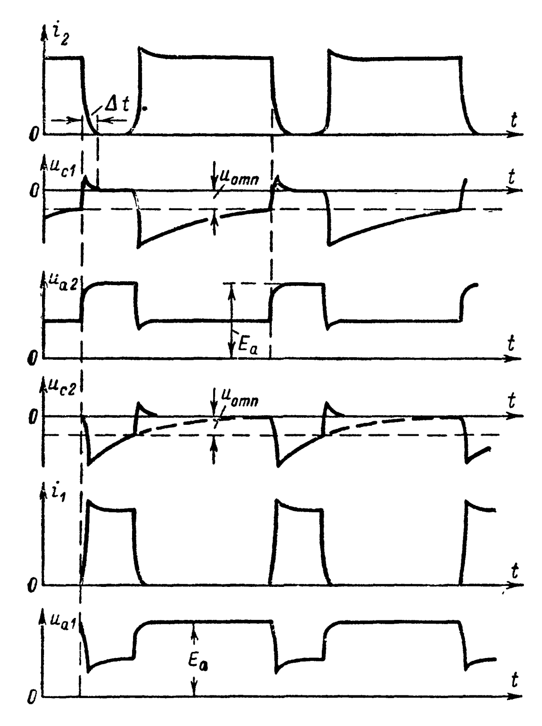


Рис. 10-72. Процессы в мультивибраторе.

генератора мультивибратором (т. е. генератором многочисленных колебаний). Разбор работы схемы позволяет заключить, что длительность отдельных процессов в цикле определяется постоянными времени цепи разряда и заряда конденсаторов C_1 и C_2, что дает возможность легко изменять их длительность в широких пределах. Поэтому схема мультивибратора и ее многочисленные варианты получили большое распространение в импульсных радиоустройствах.

Не менее широкое распространение в схемах импульсных радиоустройств имеет блокинг-генератор, позволяющий получать чрезвычайно короткие и мощные импульсы, длительность и частота повторения которых могут изменяться сравнительно просто и в широких пределах.

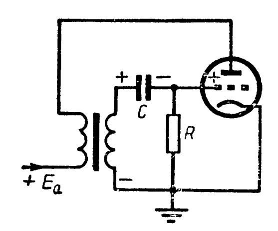


Рис. 10-73. Схема блокинг-генератора.

На рис. 10-73 изображена одна из возможных схем блокинг-генераторов. В анодную цепь лампы включена первичная обмотка трансформатора со стальным или магнитодиэлектрическим сердечником; его вторичная обмотка подключена к сетке лампы через цепь автоматического смещения, состоящую из конденсатора C и резистора R.

Обмотки трансформатора включены так, что при увеличении анодного тока на конце вторичной обмотки, соединенном с сеткой, возрастает положительный потенциал. Таким образом, между анодной и сеточной цепями существует сильная положительная обратная связь.

Рассмотрим процесс возникновения колебаний в схеме. При подключении схемы к источнику питания в анодной цепи возникает ток. Увеличение его приводит к появлению на верхнем конце вторичной обмотки трансформатора положительного потенциала. Этот положительный потенциал передается через конденсатор C на сетку лампы (положительные заряды на левой обкладке конденсатора притянут на его правую обкладку отрицательные заряды, которые перейдут туда с сетки). На сетке окажется избыток положительных зарядов, что вызовет дальнейшее увеличение анодного тока и в свою очередь это еще больше увеличит положительный потенциал сетки и т. д. Так возникнет лавинообразное нарастание анодного тока, которое обычно длится сотые доли микросекунды.

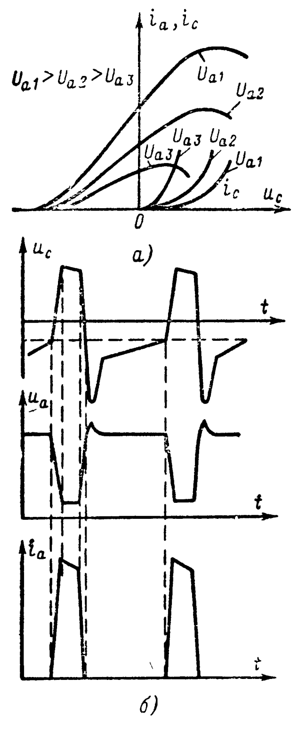


Рис. 10-74. Процессы в блокинг-генераторе.

а — характеристики анодного и сеточного токов триода; *б* — токи и напряжения в генераторе.

Развитие этого процесса прекращается в результате того, что увеличение положительного потенциала сетки u_c приводит к перераспределению электронного потока в лампе: все большая и большая его часть начинает поступать на сетку и меньшая — на анод, вследствие чего крутизна лампы уменьшается (рис. 10-74, *а*). В некоторых случаях сеточный ток может даже превысить анодный. Он будет заряжать конденсатор C во время нарастания анодного тока и в течение небольшого отрезка времени после прекращения его увеличения.

Прекращение нарастания анодного тока i_a приводит к исчезновению напряжения на вторичной обмотке трансформатора. Поэтому напряжение сетки начинает убывать. Сначала это мало сказывается на анодном токе, поскольку рабочая точка лампы находится в области очень

малой крутизны. Однако процесс разряда конденсатора протекает очень быстро из-за большой величины сеточного тока. Поэтому через короткий промежуток времени, исчисляемый обычно микросекундами, напряжение на сетке настолько уменьшается, что анодный ток начинает заметно убывать. Уменьшение анодного тока вызывает возникновение отрицательного напряжения на вторичной обмотке трансформатора, что способствует дальнейшему уменьшению анодного тока. Происходит лавинообразный процесс спада анодного тока, заканчивающийся запиранием лампы. Одновременно напряжение на управляющей сетке от положительных значений быстро переходит к отрицательным за счет большой амплитуды отрицательного напряжения на вторичной обмотке трансформатора.

Резкое уменьшение анодного тока до нуля создает большой короткий импульс отрицательного напряжения на вторичной обмотке трансформатора. После его окончания начнется процесс разряда конденсатора через обмотку трансформатора и большое сопротивление резистора R. На этой стадии процесса входное сопротивление запертой лампы очень велико (сеточных токов нет) и не шунтирует сопротивление резистора R, поэтому разряд имеет большую длительность и отрицательное напряжение на сетке лишь спустя относительно долгое время спадает до значения, при котором вновь появляется анодный ток в лампе и возникает новый кратковременный импульс.

Графики процессов, происходящих в схеме (рис. 10-74, *б*), показывают, что колебания в ней имеют вид положительных кратковременных импульсов сеточного напряжения $u_с$ и отрицательных импульсов анодного напряжения $u_а$. Длительность импульсов определяется в основном видом статистических характеристик лампы, величиной сеточных токов и емкостью конденсатора. Последний параметр легко поддается регулировке. Длительность же интервала между импульсами (т. е. частота их повторения) может при этом в широких пределах регулироваться изменением сопротивления резистора R. Такая регулировка позволяет раздельно изменять длительность импульсов и частоту их следования.

Глава одиннадцатая

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

11-1. ПОНЯТИЕ О ПРЕОБРАЗОВАНИИ КОЛЕБАНИЙ

В любом радиотехническом устройстве приходится встречаться с преобразованием электрических колебаний. Чтобы использовать высокочастотные колебания для передачи сигналов, необходимо каким-либо образом воздействовать на них, передавая их в виде раздельных посылок определенной длительности или изменяя их амплитуду, фазу или частоту в соответствии с передаваемым сигналом. При приеме этих колебаний необходимо на основании изменения одного из параметров высокочастотных колебаний или длительности посылок восстановить передаваемый сигнал. Происходящие при этом процессы изменения формы, частоты или фазы будем в дальнейшем называть **преобразованием колебаний**.

Виды преобразований и типовые схемы преобразователей электрических колебаний чрезвычайно многочисленны и разнообразны. Мы рассмотрим здесь лишь наиболее важные и распространенные из них. Все виды преобразований можно разделить на два основных типа: линейные и нелинейные. Первые, осуществляемые в линейных цепях, подчиняющихся закону Ома, могут приводить только к изменениям амплитудных и фазовых соотношений в спектре сложного сигнала. В нелинейных цепях происходят более сложные преобразования, приводящие к изменению самого состава спектра сигнала, т. е. появлению на выходе таких составляющих, которых не было во входном сигнале. К линейным относятся цепи, параметры которых не зависят от действующих в них токов и напряжений. В нелинейных же цепях изменение токов и напряжений приводит к изменениям их активных и реактивных сопротивлений, вследствие чего напряжения и токи оказываются не пропорциональными друг другу, а связанными более сложными зависимостями.

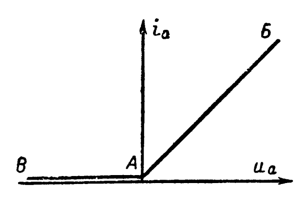


Рис. 11-1. Области использования лампы в качестве линейного и нелинейного элемента.

Одно и то же устройство часто может играть роль как линейного, так и нелинейного элемента в зависимости от способа его использования. Например, если использовать лампу на участке *АБ* ее характеристики, идеализированной в виде ломаной линии (рис. 11-1), то она будет вести себя как линейный элемент. Если же использовать ее на участке *ВБ*, то лампа ведет себя как нелинейный элемент и с ее помощью можно осуществлять преобразования колебаний.

Ознакомимся сначала с одним из важнейших видов преобразований высокочастотных колебаний модуляцией. Для передачи звуковых сигналов по радио один из параметров высокочастотных колебаний — амплитуду, частоту или фазу — изменяют в соответствии с передаваемым сигналом. Этот процесс называют соответственно амплитудной, частотной или фазовой модуляцией. Наиболее проста и наиболее распространена амплитудная модуляция.

11-2. АМПЛИТУДНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Предположим, что нужно передать простой звуковой сигнал одного тона (частоты) и постоянной амплитуды. Для этого прежде всего необходимо превратить акустические (звуковые) колебания в электрические. Задача эта обычно решается с помощью микрофона. Полученное от микрофона переменное напряжение непосредственно или после усиления подают на модулятор. Это напряжение (рис. 11-2, *а*) подчиняется закону

$$u_{зв} = U_{m\,зв} \sin \Omega t, \qquad (11\text{-}1)$$

где Ω — частота звукового сигнала.

При амплитудной модуляции амплитуда высокочастотных колебаний должна изменяться в соответствии с этим законом (рис. 11-2, *б*), т. е. убывать при отрицательном полупериоде напряжения сигнала и возрастать при положительном:

$$U = U_0 + U_\Omega \sin \Omega t, \qquad (11\text{-}2)$$

где U — мгновенное значение амплитуды высокочастотных колебаний; U_0 — амплитуда высокочастотных колебаний при отсутствии модуляции, т. е. когда звуковой сигнал, воздействующий на микрофон, не поступает, и U_Ω — максимальное отклонение амплитуды колебаний от значения U_0 при воздействии звукового сигнала на микрофон.

Это выражение часто записывают в виде

$$U = U_0\left(1 + \frac{U_\Omega}{U_0}\sin\Omega t\right). \quad (11\text{-}3)$$

Относительную величину максимального изменения амплитуды высокочастотных колебаний называют **коэффициентом** (глубиной) **модуляции**:

$$\frac{U_\Omega}{U_0} = m. \quad (11\text{-}4)$$

Его обычно выражают в процентах:

$$\frac{U_\Omega}{U_0}100 = m\%.$$

Амплитуда колебаний U имеет максимальное значение при $\sin\Omega t = 1$:

$$U_{макс} = U_0(1 + m); \quad (11\text{-}5)$$

минимальное значение при $\sin\Omega t = -1$:

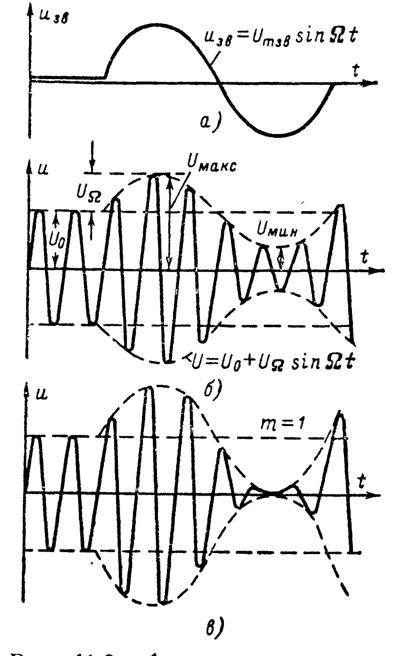


Рис. 11-2. Амплитудно-модулированные колебания.

а — модулирующее напряжение; *б* — модулированные колебания при $m < 1$; *в* — модулированные колебания при $m = 1$.

$$U_{мин} = U_0(1 - m). \quad (11\text{-}6)$$

Из суммы равенств (11-5) и (11-6) получаем:

$$U_0 = \frac{1}{2}(U_{макс} + U_{мин}), \quad (11\text{-}7)$$

а из разности:

$$m = \frac{U_{макс} - U_{мин}}{2U_0}. \quad (11\text{-}8)$$

Из равенств (11-8) и (11-7) следует, что

$$m = \frac{U_{макс} - U_{мин}}{U_{макс} + U_{мин}}. \quad (11\text{-}9)$$

Очевидно, что наибольший коэффициент модуляции будет в том случае, когда амплитуда колебаний изменяется от $U_{мин} = 0$ до $U_{макс} = 2U_0$; при этом, как следует из выражения (11-9), $m = 1$ (или

$m = 100\%$). График колебаний для этого случая изображен на рис. 11-2, *в*.

Уравнение высокочастотных колебаний, модулированных по амплитуде, можно записать в виде

$$u = U \sin \omega t = U_0 (1 + m \sin \Omega t) \sin \omega t, \qquad (11\text{-}10)$$

где ω — частота высокочастотных колебаний.

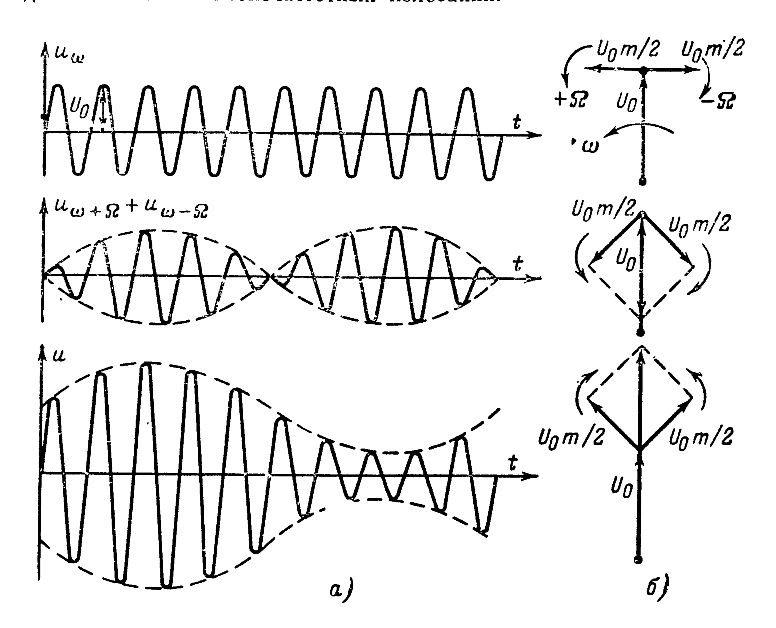


Рис. 11-3. Составляющие амплитудно-модулированных колебаний и их векторное изображение.

Раскрыв скобки, получим:

$$u = U_0 \sin \omega t + U_0 m \sin \Omega t \sin \omega t. \qquad (11\text{-}11)$$

Так как

$$\sin \alpha \sin \beta = \frac{1}{2} [\cos (\alpha - \beta) - \cos (\alpha + \beta],$$

то уравнение амплитудно-модулированных колебаний может быть представлено в виде

$$u = U_0 \sin \omega t + \frac{U_0 m}{2} \cos (\omega - \Omega) t - \frac{U_0 m}{2} \cos (\omega + \Omega) t. \qquad (11\text{-}12)$$

Следовательно, амплитудно-модулированные колебания представляют собой результат сложения трех высокочастотных колебаний. Наибольшей амплитудой обладают колебания с частотой ω, которую принято называть н е с у щ е й ч а с т о т о й. Две другие составляющие имеют одинаковые амплитуды, не превышающие половины ампли-

туды колебаний несущей частоты, и частоты, лежащие ниже и выше несущей частоты и отличающиеся от нее на величину, равную частоте модулирующего сигнала. Эти частоты принято называть соответственно нижней и верхней **боковыми частотами**.

То, что простые амплитудно-модулированные колебания состоят из трех высокочастотных колебаний с постоянными амплитудами, можно также показать графически. Колебания боковых частот создают биения — колебания с несущей частотой и огибающей амплитуд, изменяющейся с разностной частотой 2Ω. Они складываются с колебаниями несущей частоты, имеющими постоянную амплитуду. При нарастании и спадании амплитуды колебаний биений они сначала увеличивают амплитуду общего суммарного колебания, а при изменении фазы на 180° (это происходит после перехода амплитуды колебаний биений через нуль) уменьшают амплитуду общего колебания (рис. 11-3, *а*).

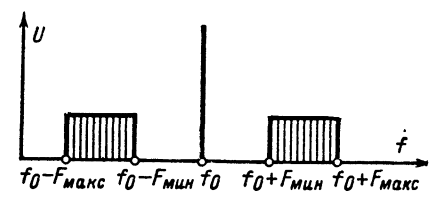


Рис. 11-4. Спектр амплитудно-модулированных колебаний.

Этот процесс можно изобразить также в векторной форме (рис. 11-3,*б*). Если вектор колебания несущей частоты в начальный момент времени $t = 0$ занимает вертикальное положение, то согласно выражению (11-12), которое можно переписать в виде

$$u = U_0 \sin \omega t + \frac{U_0 m}{2} \sin [(\omega - \Omega) t - 90°] + \frac{U_0 m}{2} \sin [(\omega + \Omega) t + 90°], \quad (11\text{-}13)$$

вектор колебания нижней боковой частоты изобразится горизонтальным вектором, направленным вправо, а вектор колебаний верхней боковой частоты — таким же вектором, направленным влево.

Поскольку вектор колебания верхней боковой частоты вращается против часовой стрелки с частотой $\omega + \Omega$, а вектор колебания несущей частоты совершает такое же движение с частотой ω, то вектор колебания верхней боковой частоты будет вращаться относительно него против часовой стрелки с угловой скоростью $+\Omega$. Вектор же колебания нижней боковой частоты по той же причине будет вращаться относительно вектора колебания несущей частоты с постоянной угловой скоростью $-\Omega$, т. е. по часовой стрелке. Нетрудно проследить по диаграммам на рис. 11-3, *б*, что вектор, равный сумме векторов колебаний боковых частот, в любой момент времени направлен вдоль вектора колебания несущей частоты, то уменьшая, то увеличивая его длину.

Для хорошего воспроизведения человеческой речи необходимо передавать полосу звуковых частот от 100 до 3 500 *гц*, а для хорошего воспроизведения музыки — от 50 до 10 000 *гц*. Поэтому при передаче модулированных колебаний происходит излучение колебаний целого спектра высоких частот, границы которого определяются максимальной верхней и минимальной нижней боковыми частотами $f_0 + F_{макс}$ и $f_0 - F_{макс}$ (рис. 11-4). Следовательно, *при амплитудной модуляции передатчик занимает полосу частот, ширина которой равна двум максимальным частотам модуляции* $2F_{макс}$.

Когда говорят, что радиостанция работает на частоте f, то имеют в виду ее несущую частоту f_0. Две радиостанции не могут работать без

взаимных помех, если их несущие частоты различаются меньше, чем на сумму их максимальных частот модуляции. Поэтому, например, несущие частоты радиовещательных станций некоторых диапазонов различаются не менее чем на 9 *кгц*.

Для неискаженной передачи и воспроизведения необходимо также, чтобы передатчик и приемник обладали достаточно широкой полосой пропускания, т. е. чтобы колебания боковых частот существенно не ослаблялись по сравнению с колебаниями несущей частоты. При этом очень важно, чтобы контуры были возможно точнее настроены на несущую частоту. В случае их неточной настройки колебания одной из боковых частот окажутся ослабленными больше, чем колебания другой боковой частоты, и сигнал будет сильно искажен. Такие искажения, например, имеют место при плохой настройке приемника.

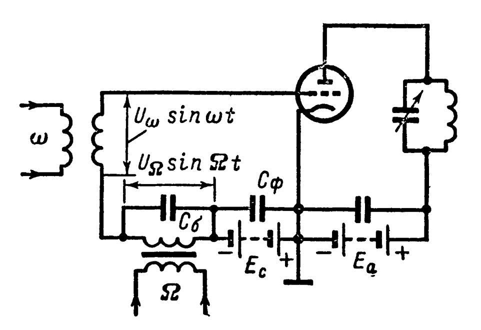


Рис. 11-5. Схема генератора с сеточной модуляцией смещением.

Дальность передачи при амплитудной модуляции определяется интенсивностью колебаний боковых частот, несущих информацию, амплитуда которых всегда меньше амплитуды колебания несущей частоты. Из выражения (11-12) видно, что амплитуда колебаний боковых частот пропорциональна коэффициенту модуляции и, следовательно, *дальность передачи будет тем больше, чем больше глубина модуляции передатчика.*

Амплитудно-модулированные колебания можно получить при одновременном воздействии высокочастотных и низкочастотных колебаний на вход резонансного лампового усилителя (рис. 11-5), если рабочая точка лампы выбрана на криволинейном участке ее анодно-сеточной характеристики. В этой схеме, называемой схемой сеточной модуляции, напряжения высокой и низкой частот подаются в цепь сетки лампы со вторичных обмоток трансформаторов, к первичным обмоткам которых подводятся соответственно колебания от генератора незатухающих колебаний высокой частоты и от усилителя низкой частоты. Кроме того, в цепь сетки включен источник постоянного напряжения смещения E_c.

Поскольку для токов высокой частоты вторичная обмотка трансформатора низкой частоты, имеющего стальной сердечник, обладает очень большим сопротивлением, ее блокируют конденсатором $C_б$. Емкость этого конденсатора должна быть такой, чтобы он представлял малое сопротивление для токов высокой и большое для токов низкой частоты. Так как эти частоты различаются в тысячи раз, то это обычно удается выполнить. Чтобы токи высокой и низкой частоты не проходили

через источник напряжения смещения и не создавали на нем падения напряжения, его также блокируют конденсатором $C_ф$ большой емкости

Изобразим графики процессов, протекающих в схеме, для чего под статическими характеристиками лампы проведем ось времени и построим зависимость суммарного напряжения, действующего в цепи сетки от времени: $u_c = -E_c + U_\omega \sin \omega t + U_\Omega \sin \Omega t$. Рассмотрим

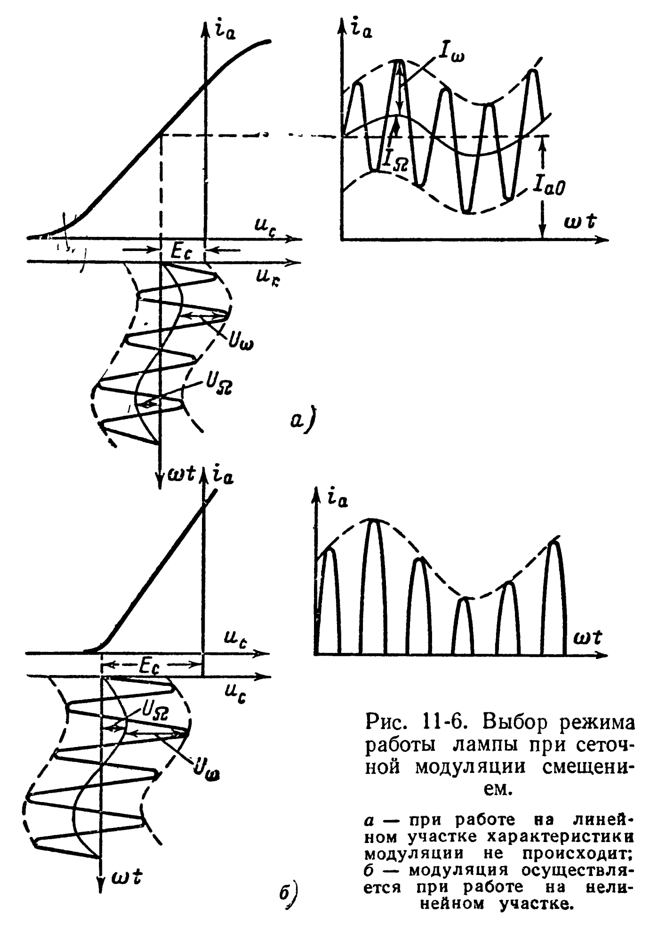


Рис. 11-6. Выбор режима работы лампы при сеточной модуляции смещением.

а — при работе на линейном участке характеристики модуляции не происходит; *б* — модуляция осуществляется при работе на нелинейном участке.

сначала случай, когда используется только линейный участок статической характеристики лампы. Как нетрудно видеть из графиков (рис. 11-6, *а*), в этом случае анодный ток представляет собой простую сумму постоянного тока I_{a0}, тока звуковой частоты с амплитудой I_Ω и тока высокой частоты с постоянной амплитудой I_ω, который, проходя через резонансный контур, включенный в анодную цепь лампы

(см. рис. 11-5), создает на нем падение напряжения с неизменной амплитудой. При этом никакой модуляции не происходит.

Если используется нелинейный участок статической характеристики (рис. 11-6, *б*), то анодный ток представляет собой периодическую последовательность высокочастотных импульсов, огибающая амплитуда которых изменяется в соответствии с передаваемым сигналом низкой частоты. Очевидно, что чем больше импульсы тока, тем больше амплитуда колебаний, возбуждаемых ими в контуре. Поэтому в контуре создаются высокочастотные колебания, амплитуда которых изменяется в соответствии с передаваемым сигналом, т. е. колебания, модулированные по амплитуде. Это можно объяснить также следующим образом. При изменении амплитуды импульсов пропорционально ей изменяются амплитуды всех гармоник и, следовательно, напряжение на контуре, настроенном на ту или иную гармонику.

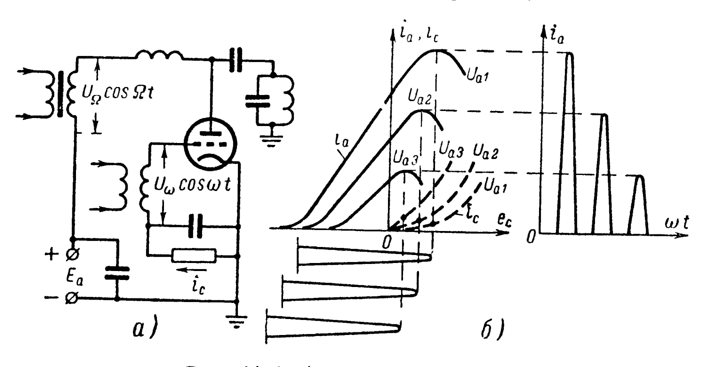


Рис. 11-7. Анодная модуляция.

а — схема; *б* — токи и напряжения при модуляции.

Амплитудная модуляция может осуществляться путем изменения любого из питающих напряжений резонансного усилителя, если только при этом используется нелинейный участок характеристики лампы. В схеме анодной модуляции (рис. 11-7, *а*) изменяется анодное напряжение за счет напряжения, снимаемого со вторичной обмотки модуляционного трансформатора, включенной последовательно с источником постоянного анодного напряжения $E_а$ (питание анодной цепи лампы осуществляется по параллельной схеме). Изменение амплитуды импульсов анодного тока, а следовательно, и их гармоник происходит при изменении анодного напряжения по двум причинам: 1) уменьшение анодного напряжения вызывает перераспределение тока в лампе, в которой при положительных сеточных напряжениях за счет роста сеточного тока уменьшается анодный ток; 2) рост сеточного тока в свою очередь приводит к увеличению напряжения смещения, создаваемого цепью автоматического смещения, в результате чего уменьшается максимальное напряжение на сетке (рис. 11-7, *б*).

Схема анодной модуляции позволяет получить более глубокую неискаженную модуляцию и более высокий к. п. д., чем схема сеточной модуляции, но она требует во много раз большей мощности модулирующих низкочастотных колебаний. Поэтому на практике можно встретить как ту, так и другую схему модуляции.

В схеме анодной модуляции нельзя применять тетрод из-за динатронного эффекта в цепи его экранирующей сетки в моменты большого снижения анодного напряжения. Поэтому при использовании тетрода обычно применяется комбинированная схема анодно-экранной модуляции, в которой одновременно и синфазно изменяются анодное напряжение и напряжение экранирующей сетки. При этом уменьшение анодного напряжения сопровождается пропорциональным уменьшением напряжения экранирующей сетки и поэтому динатронный эффект не возникает.

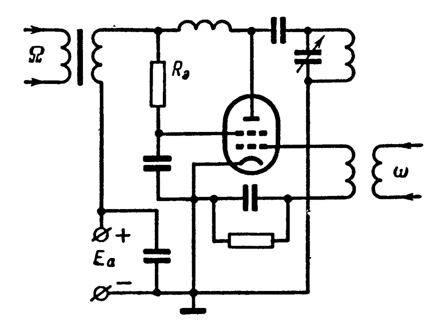


Рис. 11-8. Схема анодно-экранной модуляции.

На рис. 11-8 приведена схема анодно-экранной модуляции. Здесь экранирующая сетка тетрода питается от источника анодного напряжения через резистор $R_э$, проходя по которому, ток экранирующей сетки создает на нем падение напряжения. В результате этого на экранирующую сетку тетрода подается только часть модулирующего напряжения, действующего в анодной цепи. Одновременное снижение анодного напряжения и напряжения экранирующей сетки приводит к перераспределению токов в лампе: анодный ток и ток экранирующей сетки уменьшаются, а ток управляющей сетки увеличивается. Увеличение тока управляющей сетки приводит к увеличению напряжения на цепи

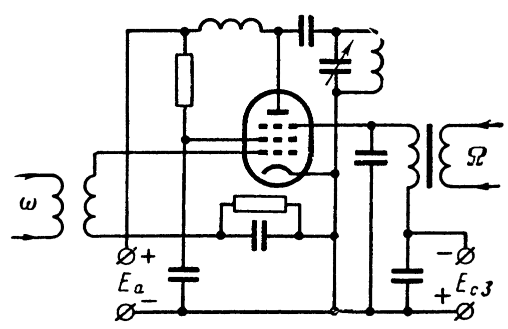


Рис. 11-9. Схема модуляции на защитную сетку.

автоматического смещения, что в свою очередь способствует уменьшению анодного тока. Схема анодно-экранной модуляции на тетроде позволяет получать глубокую неискаженную модуляцию.

При использовании пентодов широко применяется модуляция изменением напряжения защитной сетки (рис. 11-9). Обычно в цепь этой сетки подается небольшое положительное напряжение. Если это напряжение уменьшать или подавать отрицательное напряжение, то поле защитной сетки уменьшает ускоряющее поле анода и электронный по-

ток перераспределяется в пользу экранирующей и управляющей сеток, за счет чего анодный ток уменьшается. В схеме используется цепь автоматического смещения, создающая увеличивающееся смещение на управляющей сетке тетрода (как и в схеме анодной модуляции). Благодаря тому, что напряжение защитной сетки в течение почти всего периода модулирующего напряжения имеет отрицательные значения, ток в ее цепи мал. Поэтому в этой схеме для модуляции требуется незначительная мощность модулирующих колебаний. Для получения стопроцентной модуляции необходимо в цепь защитной сетки подавать такое отрицательное напряжение, которое полностью нейтрализовало бы положительное поле анода, так как только при этом анодный ток полностью прекращается. Из-за того, что защитная сетка ближе к катоду, чем анод, она влияет на анодный ток обычно в 5—8 раз сильнее анода. Схема модуляции на защитную сетку тоже позволяет получить глубокую неискаженную модуляцию. Ее недостатки — относительно большая амплитуда модулирующего напряжения и увеличенная мощность возбуждения из-за значительных токов в цепи управляющей сетки лампы.

11-3. ЧАСТОТНАЯ И ФАЗОВАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Амплитудной модуляции свойственны следующие существенные недостатки: 1) приему амплитудно-модулированных сигналов сильно мешают индустриальные и атмосферные помехи; 2) в процессе модуляции лампа используется по мощности полностью только при подаче максимального мгновенного модулирующего напряжения, а во все остальное время она недоиспользуется. Эти недостатки в значительной мере устраняются при частотной и фазовой модуляции. Поскольку амплитуда высокочастотных колебаний при этих видах модуляции остается неизменной, лампу можно все время использовать по мощности полностью. Постоянство амплитуды передаваемого сигнала позволяет срезать в приемном устройстве накладывающиеся на полезный сигнал помехи без искажения модуляции.

При фазовой модуляции фаза колебаний изменяется в зависимости от передаваемого звукового сигнала:

$$\varphi = \omega t + \Delta\varphi \sin \Omega t + \varphi_0, \qquad (11\text{-}14)$$

где $\Delta\varphi$ — величина максимального отклонения фазы колебаний от значения $\omega t + \varphi_0$, называемая **индексом модуляции** и обозначаемая буквой β. При этом индекс модуляции $\Delta\varphi$ прямо пропорционален силе звукового сигнала (амплитуде модулирующего напряжения): $\Delta\varphi = kU_\Omega$, где k — коэффициент пропорциональности. Уравнение фазово-модулированных колебаний имеет следующий вид:

$$a = A_0 \sin(\omega_0 t + \Delta\varphi \sin \Omega t + \varphi_0). \qquad (11\text{-}15)$$

При частотной модуляции частота изменяется в соответствии с законом изменения передаваемого звукового сигнала:

$$\omega = \omega_0 + \Delta\omega \sin \Omega t, \qquad (11\text{-}16)$$

где $\Delta\omega$ — максимальное значение отклонения частоты от ее среднего значения, называемое **девиацией частоты**. При этом девиация частоты пропорциональна силе звукового сигнала (амплитуде мо-

дулирующего напряжения): $\Delta\omega = kU_\Omega$. График изменения частотно-модулированных колебаний во времени изображен на рис. 11-10.

Рассмотрим связь между фазово-модулированными и частотно-модулированнными сигналами. Круговая частота колебаний равна изменению фазового угла φ за единицу времени, т. е. представляет собой скорость изменения фазы колебаний. Если круговая частота изменяется, то следует говорить о ее мгновенном значении. Поскольку фаза колебаний при фазовой модуляции изменяется по закону (11-14), т. е. складывается из трех составляющих: одной, изменяющейся с постоянной скоростью ω_0, другой, изменяющейся по синусоидальному закону, и третьей — постоянной составляющей φ_0, — то угловая частота, т. е. скорость изменения фазы, также складывается из скоростей, с которыми изменяются все три ее составляющие. При синусоидальных колебаниях $u = U_0 \sin \omega t$ мгновенная скорость их изменения определяется выражением $\omega U_0 \cos \omega t$ (см. гл. 1). Поэтому скорость изменения второй составляющей фазы равна $\Omega \Delta\varphi \cos \Omega t$. Так как скорость изменения первой составляющей ω_0 постоянна, а для третьей составляющей равна нулю, то общая скорость изменения фазы, т. е. угловая частота

$$\omega = \omega_0 + \Omega \Delta\varphi \cos \Omega t. \quad (11\text{-}17)$$

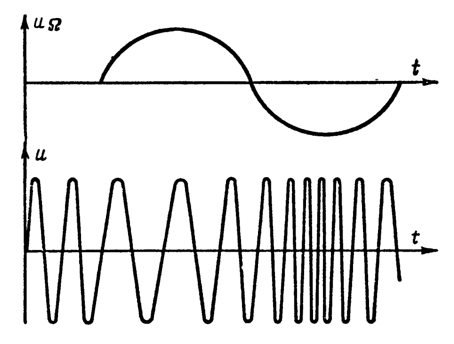


Рис. 11-10. Частотно-модулированные колебания.

Сравнивая это выражение с выражением (11-16) для частоты частотно-модулированных колебаний, нетрудно видеть, что по форме они совершенно идентичны и следовательно, при фазовой модуляции одновременно возникает частотная модуляция, и наоборот.

Девиация частоты при фазовой модуляции

$$\Delta\omega = \Omega \Delta\varphi. \quad (11\text{-}18)$$

Поскольку $\Delta\varphi$ пропорциональна амплитуде модулирующего сигнала, то девиация частоты получается пропорциональной не только силе звука, но и его частоте, т. е. при фазовой модуляции высокие звуковые частоты создают бо́льшую девиацию частоты, чем низкие. Очевидно, что при частотной модуляции наблюдается обратная картина: индекс возникающей при ней фазовой модуляции обратно пропорционален частоте модулирующего сигнала

$$\Delta\varphi = \frac{\Delta\omega}{\Omega} = \beta, \quad (11\text{-}19)$$

т. е. более низкие звуковые частоты создают более глубокую модуляцию, чем высокие. Все сказанное указывает на возможность преобразования одного вида колебаний в другой.

Теоретическое исследование частотно-модулированных и фазомодулированных колебаний показывает, что они могут быть представлены в виде бесконечной суммы гармонических (синусоидальных) ко-

лебаний, частоты которых различаются на частоту модулирующего сигнала:

$$u = U_0(\beta)\sin\omega_0 t + U_1(\beta)[\sin(\omega_0+\Omega)t - \sin(\omega_0-\Omega)t] + $$
$$+ U_2(\beta)[\sin(\omega_0-2\Omega)t + \sin(\omega_0+2\Omega)t] + \dots$$
$$\dots + U_n(\beta)[\sin(\omega_0-n\Omega)t + (-1)^n\sin(\omega_0+n\Omega)t] + \dots \quad (11\text{-}20)$$

Иными словами, в случае частотной и фазовой модуляции возникает бесконечный спектр боковых частот.

Казалось бы, что передача и прием таких колебаний невозможны. Однако, как показывает анализ, амплитуды боковых частот довольно быстро убывают с увеличением их номера. Это убывание происходит тем быстрее, чем меньше индекс модуляции. Оказывается, что колебания всех боковых частот, номера которых больше индекса модуляции, выраженного в радианах, имеют амплитуды менее 10—15% от амплитуды колебаний несущей частоты и содержат не более 1—2% всей энергии. Поэтому практически с ними можно не считаться.

При индексе модуляции $\Delta\varphi \leqslant 1$ колебания всех боковых частот с номером выше 1 оказываются столь слабыми, что можно считать их отсутствующими. В этом случае, как видно из выражения (11-20), практически в спектр входят несущая частота и две боковых, т. е. то же, что и при амплитудной модуляции. Такую частотную (или фазовую) модуляцию называют у з к о п о л о с н о й.

Однако помехи оказывают меньшее влияние на прием сигналов, у которых $\Delta\varphi \gg 1$. У них номер последней боковой частоты, которую требуется использовать,

$$n = \Delta\varphi = \frac{\Delta\omega}{\Omega}. \quad (11\text{-}21)$$

В этом случае ширина спектра

$$2\Delta\omega_{\text{макс}} = 2n\Omega = 2\Delta\omega, \quad (11\text{-}22)$$

т. е. при ш и р о к о п о л о с н о й частотной модуляции, когда $\Delta\varphi > 1$ ширина используемого спектра колебаний равна величине удвоенной девиации частоты.

Поскольку при этом виде модуляции девиация частоты обычно во много раз превосходит частоту модулирующего сигнала, то ширина спектра получается большой. Последнее обстоятельство не позволяет использовать частотную модуляцию в диапазоне длинных, средних и коротких волн. Практически частотная модуляция применяется в передатчиках метрового диапазона и на более коротких волнах.

Частотную модуляцию часто осуществляют с помощью электронных ламп, которые благодаря специальному способу включения играют роль переменных реактивных сопротивлений, подключаемых параллельно колебательному контуру генератора с самовозбуждением (такие лампы называются «реактивными»). Если изменять величину их эквивалентного сопротивления по закону передаваемого сигнала низкой частоты, то резонансная частота контура, а следовательно, и частота генерируемых колебаний будут также изменяться соответственно модулирующему напряжению.

На рис. 11-11, *а* приведена одна из схем частотной модуляции с реактивной лампой. Лампа, обладающая малой проницаемостью (обычно берется пентод), подключается параллельно колебательному контуру генератора. На ее аноде действует переменное напряжение подключенного контура. Лампа играет роль реактивного сопротивле-

ния, если протекающий через нее ток сдвинут относительно переменного анодного напряжения на угол 90°. Для создания такого сдвига напряжение в цепь управляющей сетки лампы подают с контура через фазосдвигающую цепочку, состоящую из конденсатора C и резистора R. Параметры этой цепочки выбираются так, чтобы она в минимальной степени шунтировала колебательный контур, а реактивное сопротивление конденсатора было бы во много раз больше активного сопротивления резистора, т. е.

$$\frac{1}{\omega C} \gg R. \tag{11-23}$$

Блокировочные конденсаторы $C_б$, имеющиеся в схеме, должны обладать столь малым сопротивлением для токов высокой частоты, что их можно считать для них практически коротким замыканием.

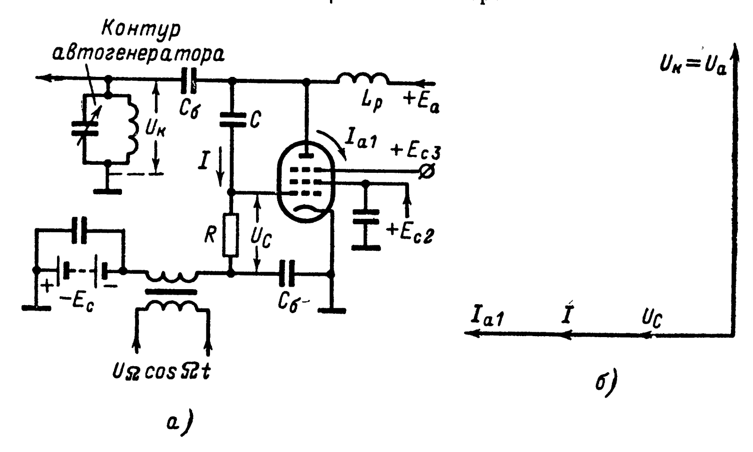


Рис. 11-11. Частотная модуляция с помощью реактивной лампы.

а — схема; *б* — векторная диаграмма.

Если вектор напряжения на контуре $U_к = U_а$ в некоторый момент времени занимает вертикальное положение (рис. 11-11, *б*), то вектор тока I в цепочке RC, имеющей сопротивление емкостного характера, опережает вектор $U_а$ на 90° и, следовательно, расположен горизонтально. Величина этого тока

$$I = \frac{U_а}{\sqrt{R^2 + \left(\frac{1}{\omega C}\right)^2}} \approx U_а \omega C. \tag{11-24}$$

Этот ток создает на резисторе R напряжение

$$U_с = IR = U_а \omega C R, \tag{11-25}$$

совпадающее по фазе с током I и являющееся переменным напряжением, действующим в сеточной цепи лампы.

Благодаря тому, что лампа обладает очень малой проницаемостью, ее анодный ток определяется практически только сеточным напря-

жением. Амплитуда первой гармоники анодного тока

$$I_{a1} = S_{cp} U_c = U_a \omega C R S_{cp}, \qquad (11\text{-}26)$$

где S_{cp} — средняя крутизна лампы. Вектор первой гармоники анодного тока имеет то же направление, что и вектор напряжения на сетке.

Векторная диаграмма показывает, что первая гармоника анодного тока лампы опережает на 90° анодное напряжение, иными словами, лампа ведет себя аналогично обычному конденсатору. Ее эквивалентное сопротивление

$$X_э = \frac{U_a}{I_{a1}} = \frac{1}{\omega C_э} = \frac{1}{\omega C R S_{cp}}, \qquad (11\text{-}27)$$

откуда емкость конденсатора, эквивалентного лампе,

$$C_э = S_{cp} C R. \qquad (11\text{-}28)$$

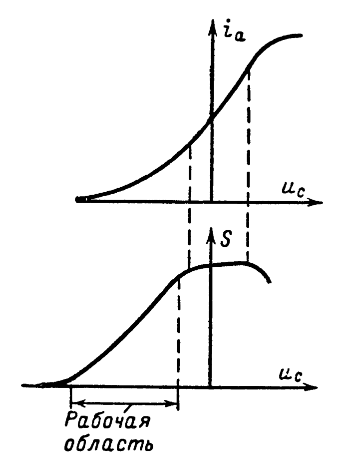


Рис. 11-12. Рабочая область характеристик реактивной лампы.

При модуляции необходимо изменять эту емкость, подключенную параллельно контуру генератора. Для этого изменяют среднюю крутизну лампы путем изменения напряжения смещения (при использовании лампы на линейном участке ее статических характеристик крутизна остается неизменной и модуляция оказывается невозможной). Чтобы избежать искажений при модуляции, нужно выбирать такой криволинейный участок статической характеристики лампы (рис. 11-12), при использовании которого изменение крутизны лампы пропорционально изменению напряжения на управляющей сетке. Для изменения смещения по закону звукового сигнала в цепь управляющей сетки лампы последовательно с постоянным источником смещения включена вторичная обмотка трансформатора, к первичной обмотке которого подводится напряжение сигнала.

Используются и другие схемы включения реактивных ламп, но принцип их действия в общем не отличается от описанного выше.

Фазо-модулированные колебания принципиально возможно получить путем сложения двух высокочастотных колебаний, сдвинутых по фазе на 90°, одно из которых промодулировано по амплитуде (рис. 11-13, *а*). При этом фаза результирующего вектора изменяется в зависимости от амплитуды колебания, модулированного по амплитуде.

Однако большое отклонение фазы таким образом получить не удается, так как при этом резко нарушается пропорциональность между фазой результирующего напряжения и амплитудой модулированного напряжения. Изменение фазы можно получить также при сложении колебаний с постоянной амплитудой и колебаний, сдвинутых по фазе на 90° и с изменяющейся амплитудой, если последняя при переходе через нуль будет изменять свою фазу на 180°. Результат сложения векторов в этом случае показан на рис. 11-13, *б*.

С колебаниями такого типа мы встречались при анализе состава амплитудно-модулированных колебаний: это колебания, получаемые

при биении двух колебаний с боковыми частотами. Каким же образом можно выделить в чистом виде колебания биений? Очевидно, что для этого достаточно уничтожить в составе амплитудно-модулированного сигнала колебания несущей частоты. Последнего можно добиться,

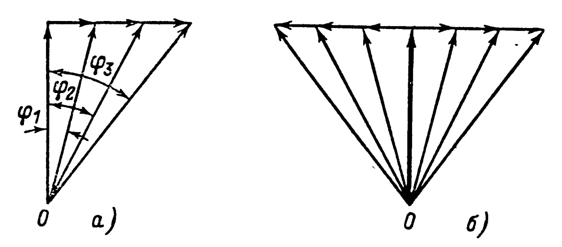


Рис. 11-13. Получение фазо-модулированных колебаний.

а — путем сложения высокочастотного колебания с амплитудно-модулированным колебанием; *б* — путем сложения высокочастотных колебаний с колебаниями биений боковых амплитудно-модулированных колебаний.

если, например, составить схему из двух генераторов с сеточной модуляцией, модулируемых в противофазе и работающих на общую нагрузку. Такая схема (рис. 11-14) носит название б а л а н с н о й, так как в ней модулирующее напряжение подается от трансформатора Tp_2 в цепь сеток ламп в противофазе и лампы попеременно запираются и отпираются. Напряжение высокой частоты с помощью трансформатора

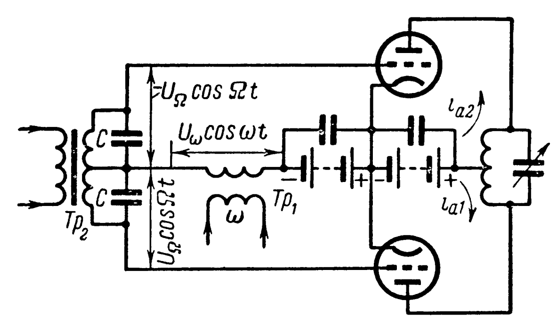


Рис. 11-14. Схема балансного модулятора.

Tp_1 через блокировочные конденсаторы малой емкости подаются на сетки ламп в одинаковой фазе. Поэтому если уравнение для анодного тока модулированных колебаний одной из ламп будет выражаться зависимостью

$$i_{a1} = I_a(1 + m \sin\Omega t) \sin\omega t,$$

то для второй лампы — зависимостью

$$i_{a2} = I_a (1 - m \sin \Omega t) \sin \omega t.$$

Оба эти тока протекают по общей нагрузке в противоположных направлениях, следовательно, напряжения, создаваемые ими на контуре, вычитаются:

$$u_к = i_{a1}R_э - i_{a2}R_э = 2I_aR_эm \sin \Omega t \sin \omega t. \qquad (11\text{-}29)$$

Полученное напряжение представляет собой колебания биений, создаваемых боковыми частотами [см. формулу (11-11)].

В передатчике, в котором фазовая модуляция осуществляется при помощи балансного модулятора (рис. 11-15), колебания с выхода последнего через фазосдвигающую схему (фазоинвертор), поворачивающую их фазу на 90°, подаются на смеситель — устройство, где происходит сложение их с колебаниями постоянной амплитуды, подаваемыми от генератора с самовозбуждением (автогенератора). С помощью такой схемы можно осуществлять и частотную модуляцию. Для этого достаточно, чтобы коэффициент усиления усилителя низкой частоты был обратно пропорционален частоте.

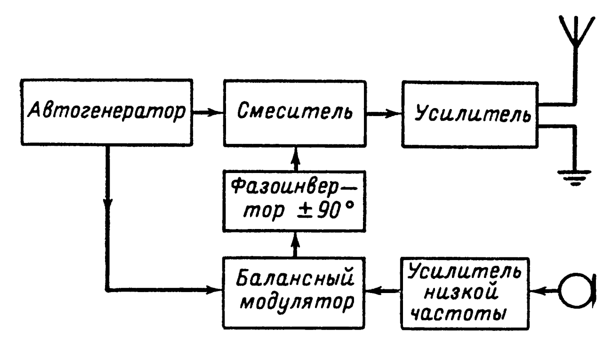


Рис. 11-15. Структурная схема передатчика с фазовой модуляцией.

При фазовой модуляции девиация частоты

$$\Delta\omega = k_1 \Omega U_\Omega.$$

Если амплитуда напряжения, снимаемого с усилителя,

$$U_\Omega = \frac{k_2 P_{зв}}{\Omega},$$

где $P_{зв}$ — звуковое давление на микрофон, то

$$\Delta\omega = k_1 k_2 P_{зв},$$

где k_1 и k_2 — коэффициенты пропорциональности.

Следовательно, девиация частоты получается пропорциональной звуковому давлению и не зависит от частоты модуляции.

Метод получения частотно-модулированных колебаний из фазомодулированных называют **косвенным методом** частотной модуляции. Его существенным преимуществом перед прямым методом модуляции является отсутствие непосредственного воздействия на генератор с самовозбуждением, что позволяет получить более высокую стабильность его средней частоты. Однако осуществление косвенного

метода частотной модуляции связано со значительным усложнением схемы.

Отклонение частоты, получаемое с помощью реактивных ламп, невелико: обычно оно составляет десятые доли процента. Вместе с тем для ряда практических приложений необходимо иметь возможность перестраивать генераторы путем изменения напряжения в гораздо более широких пределах. В настоящее время эта задача решается несколькими способами. Наиболее просто электронная перестройка осуществляется с помощью ферритовых вариометров и полупроводниковых диодов.

Индуктивность катушек с намагничивающимися сердечниками пропорциональна магнитной проницаемости сердечника μ. В режиме насыщения $\mu=\mu_{мин}$, а на линейном участке кривой намагничивания $\mu=\mu_{макс}$ (рис. 11-16). На радиочастотах вплоть до сантиметровых волн широко используются магнитодиэлектрики, особенно ферриты. Обладая очень большой магнитной проницаемостью, достигающей нескольких сотен единиц, они имеют малую электрическую проводимость (10^{10}—10^{12} раз меньшую, чем металлы). Благодаря этому переменные магнитные поля практически не наводят в них вихревых токов и потери на нагрев сердечников катушек из феррита очень малы.

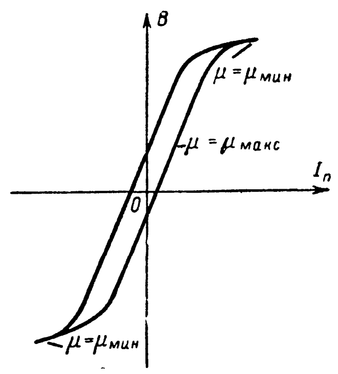


Рис. 11-16. Характеристика намагничивания ферромагнитного сердечника.

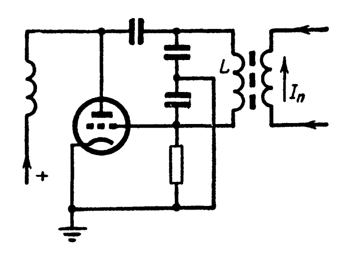


Рис. 11-17. Схема генератора, перестраиваемого путем подмагничивания ферритового сердечника контурной катушки.

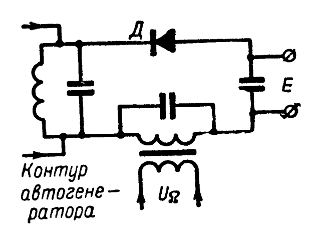


Рис. 11-18. Электронная перестройка генератора путем изменения емкости *p-n* перехода полупроводникового диода.

Если в контуре автогенератора, определяющем частоту, использовать катушку с ферритовым сердечником, снабженную дополнительной подмагничивающей обмоткой (рис. 11-17), то изменение тока $I_п$ в последней будет приводить к изменению индуктивности катушки L, а следовательно, и рабочей частоты генератора. С помощью таких несложных схем удается изменять частоту генерируемых колебаний в

несколько раз. Недостатком их является сильное влияние температуры на частоту и нелинейная зависимость ее от тока подмагничивания.

Меньшие пределы изменения частоты получаются в генераторах, параметры контуров которых изменяют, воздействуя на емкость *p-n* перехода полупроводниковых приборов. Известно, что емкость запертого *p-n* перехода может изменяться от действующего на нем напряжения в среднем от единиц до десятков пикофарад. Если присоединить параллельно контуру автогенератора полупроводниковый диод *Д*, запертый напряжением постоянного источника *E* (рис. 11-18), то с помощью включенного последовательно с ним источника переменной э. д. с. можно производить изменение частоты генерируемых колебаний. В такой схеме удается изменять частоту на десятки процентов. Нелинейность и сильная зависимость от температуры несколько ограничивают использование этого очень простого способа частотной модуляции.

11-4. ИМПУЛЬСНАЯ МОДУЛЯЦИЯ

Предположим, что при излучении амплитудно-модулированных сигналов (рис. 11-19, *а*) в какой-то момент времени t_1 передача вдруг прервалась и возобновилась в момент t_2 через очень малый интервал времени Δt. Совершенно очевидно, что оператор на приемном конце

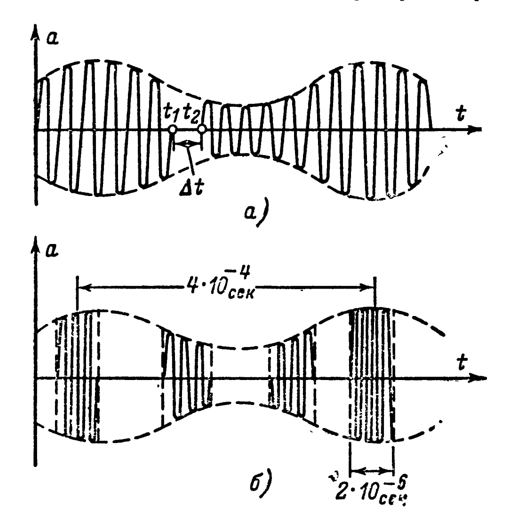


Рис. 11-19. Колебания при амплитудно-импульсной модуляции.

этот перерыв не ощутит, поскольку человеческое ухо обладает некоторой инерционностью, т. е. свойством «запоминать» отдельные кратковременные раздражения и реагировать на их среднюю накопленную величину (аналогичное свойство глаза позволяет нам видеть в кино вместо отдельных кадров непрерывное движение). Число переры-

вов в передаче может быть весьма большим без заметного ухудшения качества воспроизведения сигнала на выходе приемника.

Прерывистый характер сигнала можно в еще большей степени сделать малозаметным, если на выходе приемника поставить фильтр, выравнивающий кратковременные пульсации напряжения, который будет действовать аналогично фильтру RC ячейки автоматического смещения.

Теоретические и экспериментальные исследования показывают, что для удовлетворительного воспроизведения звукового сигнала необходимо, чтобы передача производилась не менее чем 3—4 раза за время одного периода звукового сигнала в течение коротких интервалов времени порядка единиц микросекунд. Если принять, что наиболее высокая из звуковых частот (которой соответствует самый короткий период) составляет 2 500—3 500 *гц*, то передачу можно осуществлять микросекундными импульсами 8—10 тысяч раз в секунду.

Амплитуда этих импульсов пропорциональна интенсивности полезного сигнала в момент излучения. Интервал между импульсами может быть в сотни раз больше длительности самих импульсов (масштаб длительности этих импульсов на рис. 11-19, *б* сильно преувеличен). Это позволяет использовать время интервалов между их посылками для осуществления такой же импульсной передачи другого звукового сигнала с помощью того же передатчика. На приемном пункте оба сигнала могут быть приняты раздельно благодаря тому, что они передаются в разные моменты времени или, как говорят, разделены по времени. Этот вид модуляции называют амплитудно-импульсной модуляцией, сокращенно АИМ.

Таким образом, импульсная модуляция дает возможность проводить одновременно несколько не зависимых друг от друга передач с помощью одного передающего устройства. Такой вид использования аппаратуры называют многоканальной связью. Возможность ее осуществления является важнейшим достоинством импульсной модуляции. К недостаткам же линии связи с амплитудно-импульсной модуляцией следует отнести слабую помехозащищенность, такую же как и при обычной амплитудной модуляции.

Необходимо также отметить, что в спектре кратковременных импульсных сигналов амплитуда колебаний боковых частот спадает очень медленно с ростом номера боковой частоты, и это происходит тем медленнее, чем меньше длительность импульсов. Поэтому для удовлетворительного воспроизведения импульсного сигнала требуется приемник с очень широкой полосой пропускания. Если, например, длительность импульсов равна 1 *мксек*, то полоса пропускания приемника должна быть не менее

$$2\Delta f = \frac{1}{1 \cdot 10^{-6}} = 1 \ \text{Мгц}.$$

Это в сотни раз превышает полосу пропускания приемника амплитудно-модулированных сигналов и в несколько раз — полосу приемника частотно-модулированных сигналов. Поэтому импульсную модуляцию невозможно использовать в диапазонах средних, длинных и коротких волн.

Наибольшее применение этот вид модуляции нашел в многоканальных линиях связи, работающих на дециметровых и сантиметровых волнах. Его можно осуществить, производя обычную сеточную модуляцию и подавая анодное напряжение в виде периодической последовательности одинаковых импульсов (рис. 11-20). В результате

одновременного действия двух модулирующих напряжений (и импульсного) на выходе схемы появятся импульсы колебаний высокой частоты, модулированные по амплитуде.

Более высокой помехоустойчивостью обладают линии связи при других видах импульсной модуляции. Исторически первым видом им-

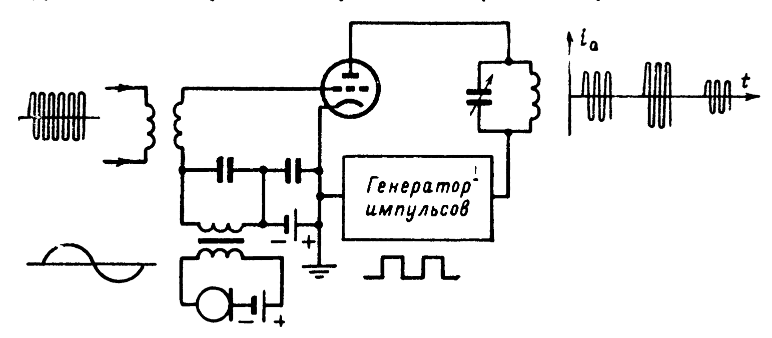


Рис. 11-20. Схема амплитудно-импульсной модуляции.

пульсной модуляции был предложенный в 1927 г. А. Н. Щукиным метод широтно-импульсной модуляции, сокращенно ШИМ. Колебания при широтно-импульсной модуляции имеют вид, представленный на рис. 11-21. Импульсы высочастотных колебаний излучаются через одинаковые промежутки времени Δt, причем длительность каждого из них соответствует значениям модулирующего сигнала

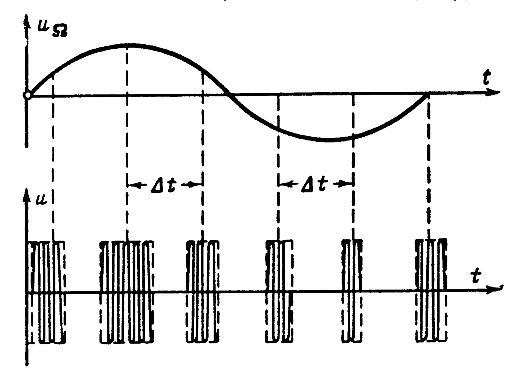


Рис. 11-21. Колебания при широтно-импульсной модуляции.

в момент излучения. При таком виде модуляции амплитуда импульсов не изменяется, что позволяет срезать в приемном устройстве помехи, искажающие амплитуды принятых импульсов. Его недостатком является необходимость выбора полосы пропускания по самому короткому импульсу. При этом она получается излишне широкой для всех остальных более длительных импульсов. Расширение же полосы пропускания приемника приводит к приему большого количества помех.

Более рациональное использование полосы пропускания приемника достигается при фазо-импульсной модуляции, сокращенно ФИМ. Этот вид модуляции осуществляется путем посылки импульсов одинаковой длительности и постоянной амплитуды; закон модуляции передается изменением момента их посылки (рис. 11-22). При отсутствии модулирующего напряжения импульсы посылаются в моменты времени t_1, t_2..., t_n, отстоящие один от другого на одинаковые интервалы времени Δt. Когда начинается передача сигнала, начало излучения каждого из импульсов изменяется в сторону отставания (запаздывания) от данных моментов времени на интервалы $t_{зап}$, пропорциональные величине положительного модулирующего напряжения, действующего в данный момент времени, или в сторону опере-

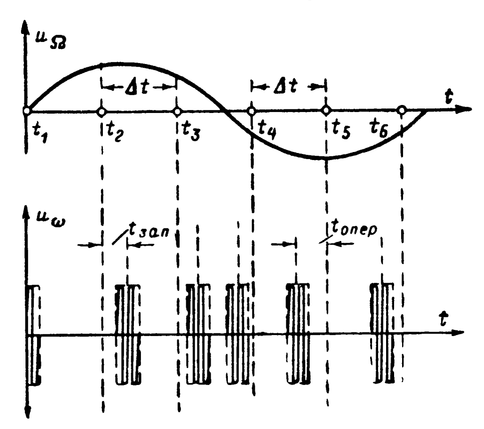


Рис 11-22. Колебания при фазо-импульсной модуляции.

жения (интервалы $t_{опер}$), пропорционально отрицательной величине модулирующего напряжения.

Высокая помехозащищенность линии связи и рациональное использование полосы пропускания приемного устройства явились причиной широкого практического использования фазо-импульсной модуляции. Известны и другие методы осуществления импульсной модуляции, обладающие теми или иными достоинствами и недостатками, однако описание их выходит за рамки настоящей книги.

По характеру использования передатчика к импульсной модуляции близок телеграфный режим работы. Зашифровка смыслового текста с помощью азбуки Морзе и осуществление в соответствии с ней передачи явились первым исторически возникшим видом управления высокочастотными колебаниями в радиопередающих устройствах.

В азбуке Морзе буквы передаются различными сочетаниям длительных и коротких посылок—знаков («тире» и «точек»). Каждая буква состоит из одного — пяти знаков, разделенных интервалами, во время которых передатчик запирается. Таким образом, операции по передаче телеграфных сигналов (так называемая телеграфная манипуляция) состоит в запирании и отпирании передатчика в определенные моменты времени. Осуществить такую работу передатчика

можно различными способами, например, путем включения в цепь питания экранирующей сетки лампы генератора телеграфного ключа (рис. 11-23). При нажатом ключе на экранирующую сетку подается нормальное положительное напряжение с делителя напряжения и генератор работает, а при отжатом ключе — экранирующая сетка соединяется с катодом (заземляется), и генератор запирается.

При ручной телеграфии операторы передают до 20—25 слов в минуту, а при использовании быстродействующих телеграфных аппаратов скорость передачи доходит до 300—500 слов в минуту. Нетрудно подсчитать, что при этом длительность телеграфных сигналов получается порядка десятых — тысячных долей секунды, что в тысячи раз

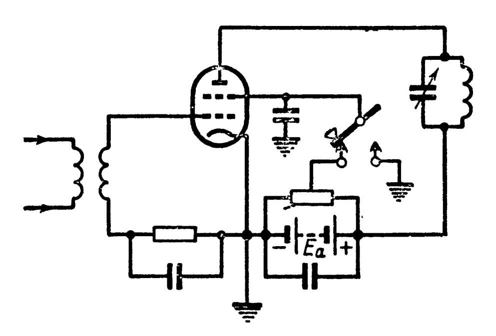


Рис. 11-23. Схема телеграфной манипуляции в цепи экранирующей сетки лампы.

больше длительности посылок при импульсной модуляции. Соответственно и полоса пропускания приемника, необходимая для удовлетворительного воспроизведения телеграфных сигналов, может быть взята в тысячи раз меньше, чем при описанных выше методах импульсной модуляции.

Узкая полоса пропускания приемника, имеющая порядок сотен герц или единиц килогерц, является важнейшей особенностью телеграфных передатчиков и приемников. Возможность максимального использования мощности передатчика и узкая полоса сигналов приводят к тому, что дальность связи при телеграфной работе значительно возрастает по сравнению с дальностью связи, получаемой при телефонной работе с тем же передатчиком.

11-5. ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ВЫСОКОЧАСТОТНЫХ КОЛЕБАНИЙ

Вторым важнейшим видом преобразований электрических колебаний в радиотехнических устройствах является процесс детектирования. Принятые высокочастотные колебания, промодулированные по амплитуде, частоте, фазе или имеющие форму импульсов, необходимо преобразовать в радиоприемном устройстве снова в колебания низкой частоты, которые могут быть восприняты человеком или зарегистрированы приборами. Этот процесс преобразования называется *детектированием*. Как и всякое преобразование колебаний, детектирование возможно только при использовании нелинейного элемента.

Наиболее просто производится детектирование амплитудно-модулированных колебаний (рис. 11-24). Если подать высокочастотные колебания, промодулированные по амплитуде, на нелинейный элемент — **детектор**, обладающий односторонней проводимостью (в качестве такого элемента может быть использован полупроводниковый или электровакуумный диод), то ток в его цепи приобретает форму синусоидальных импульсов, амплитуда которых изменяется пропорционально интенсивности звукового сигнала.

Все гармонические составляющие и постоянная составляющая периодической последовательности импульсов, представляющая собой среднее значение тока за период, пропорциональны амплитуде импульсов. Следовательно, постоянная составляющая тока в цепи детектора

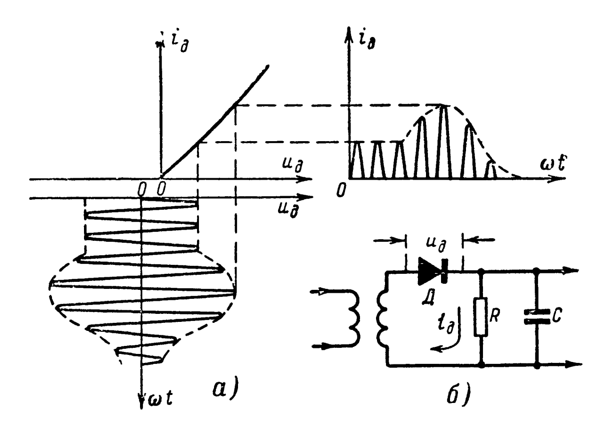


Рис. 11-24. Детектирование амплитудно-модулированных колебаний.

а — процессы в цепи детектора; *б* — схема детектора.

$i_д$ изменяется пропорционально напряжению сигнала, промодулировавшего колебания в передатчике. Ее отфильтровывают от высокочастотных составляющих тока при помощи фильтра, обычно состоящего из резистора *R* и конденсатора *C* малой емкости. Выскочастотные составляющие тока проходят через конденсатор, не создавая значительного напряжения на нем. Этот конденсатор необходим также для того, чтобы все высокочастотное детектируемое напряжение полностью попадало на диод *Д* (при отсутствии конденсатора часть этого напряжения падала бы на резисторе *R*). Звуковая составляющая тока, проходя через резистор *R*, создает на нем напряжение, которое затем передается в последующую цепь.

Возникновение напряжения звуковой частоты на фильтре можно объяснить и не прибегая к понятию о гармонических составляющих тока. Импульсы тока, проходя через резистор *R*, создают на нем падение напряжения, которое заряжает конденсатор. За промежуток времени между импульсами конденсатор успевает только частично разрядиться через резистор, вследствие чего в интервале между импульсами напряжение на резисторе не исчезает полностью. Каждый новый импульс подзаряжает конденсатор. Таким образом, на конден-

саторе создается некоторое усредненное напряжение, которое изменяется пропорционально амплитуде импульсов.

При детектировании частотно-модулированных колебаний можно сначала превратить изменение мгновенной частоты в изменение тока высокочастотных колебаний, т. е. преобразовать частотно-модулированные колебания в амплитудно-модулированные. Это достигается подачей частотно-модулированного тока в цепь контура с собственной частотой $f_{ок}$, расстроенного относительно средней частоты передатчика $f_{ср}$ (рис. 11-25). В этом случае изменение частоты передатчика в ту или другую сторону приводит к изменению амплитуды высокочастотных колебаний в контуре, причем частотно-модулированные колебания преобразовываются в амплитудно-модулированные. Последние же могут быть продетектированы описанным выше способом.

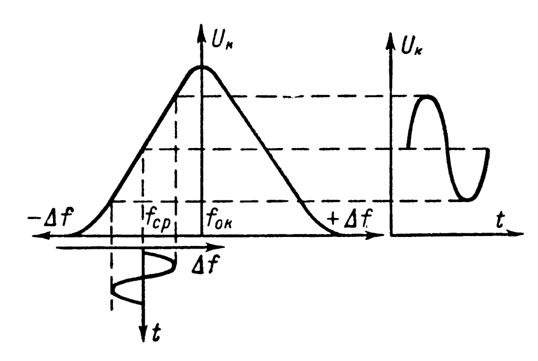


Рис. 11-25. Преобразование частотно-модулированных колебаний в амплитудно-модулированные с помощью расстроенного контура.

На практике, однако, применяют схемы, позволяющие непосредственно преобразовывать частотно-модулированное напряжение в напряжение звуковой частоты. Такие схемы называют *частотными различителями (дискриминаторами)*.

На рис. 11-26, *а* изображена схема наиболее широко распространенного дискриминатора. Частотно-модулированные колебания снимаются с контура *1*, настроенного на среднюю (несущую) частоту сигнала; на нее же настроен контур *2*. Оба контура связаны индуктивно и через емкость конденсатора связи $C_{св}$. Индуктивность разделительного дросселя $L_р$ выбирается настолько большой, что для токов высокой частоты его цепь оказывается практически разорванной.

Высокочастотное напряжение подводится к двум диодам, включенным по двухтактной схеме и нагруженным на *RC*-фильтр, конденсаторы которого C_1 и C_2 представляют практически короткое замыкание для токов высокой частоты. Если учесть это, то из рассмотрения схемы на рис. 11-26 следует, что на диоде $Д_1$ действует сумма двух высокочастотных напряжений: напряжения на контуре *1* и напряжения на верхней (по схеме) половине катушки контура *2*, т. е. $U_{д1}=U_{к1}+U_1$, а на диоде $Д_2$ — напряжение $U_{д2}=U_{к1}+U_2$. Поскольку напряжения имеют различные фазы, эти суммы следует рассматривать как векторные.

Рассмотрим сначала, как будет работать схема в режиме молчания, когда принимается только несущая частота, на которую настроены оба контура. Пусть в некоторый момент времени вектор напряжения $U_{к1}$ занимает горизонтальное положение (рис. 11-26, *б*). Ток $I_{к1}$ в катушке L_1 отстает от напряжения $U_{к1}$ на 90°, а наводимая им в контуре *2* э. д. с. $e_{1.2}$ согласно выражению (3-1) опережает его по фазе на 90°. В настроенном контуре ток $I_{к2}$ будет находиться в фазе с этой э. д. с., а создаваемое им напряжение $U_{к2}$ на катушке L_2 будет опережать ток $I_{к2}$ на 90°. Для обоих диодов половины этого напряжения складываются с напряжением $U_{к1}$ в противоположных фазах, как это показано на рис. 11-26, *б*. Абсолютные значения векторов результирующих

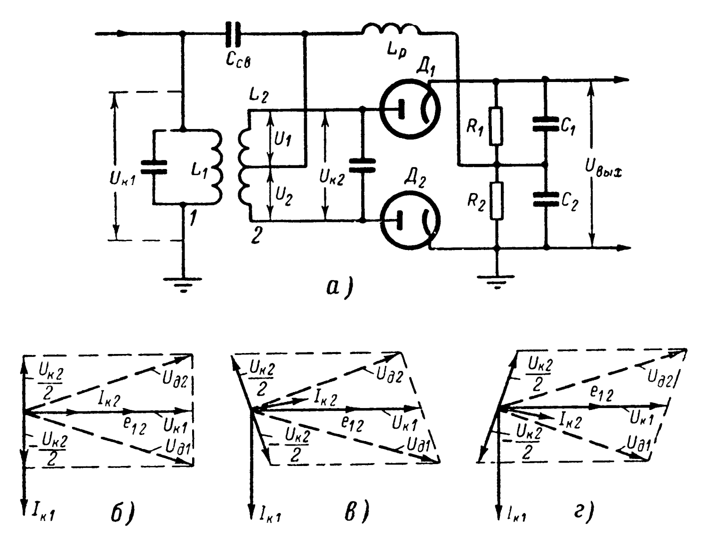


Рис. 11-26. Частотный различитель (дискриминатор).

а — схема; *б*, *в* и *г* — векторные диаграммы при разных частотах.

напряжений на диодах в этом случае одинаковы и сумма падений напряжений от выпрямленных токов на нагрузке равна нулю.

Иное положение сложится, если в результате модуляции частота генерируемых колебаний уменьшится. Тогда в векторных диаграммах произойдут следующие изменения: ток $I_{к2}$ будет опережать э. д. с. $e_{1.2}$ и соответственно повернется вектор напряжения $U_{к2}$. В результате амплитуда напряжения на диоде $Д_1$ станет больше, чем на диоде $Д_2$ (рис. 11-26, *в*), поэтому падение напряжения от выпрямленного тока на резисторе R_2 будет больше, чем на резисторе R_1, и на выходе появится напряжение $U_{вых} \neq 0$.

Построив аналогично векторную диаграмму для случая $f > f_н$ (рис. 11-26, *г*), легко убедиться, что знак напряжения на выходе изменится на обратный. Разность напряжений на диодах, а следовательно, и напряжение на выходе растут пропорционально отклонению мгновенной частоты от несущей. Это и позволяет преобразовать частотно-модулированные колебания непосредственно в звуковые.

Детектирование фазо-модулированных сигналов может быть произведено тем же способом, но в усилителе низкой частоты необходимо ввести частотную коррекцию (построить схему так, чтобы коэффициент усиления был обратно пропорционален частоте), без которой высокие частоты будут воспроизводиться с большей интенсивностью, чем низкие.

Детектирование амплитудно-импульсных и широтно-импульсных сигналов осуществляется так же, как обычных амплитудно-модулированных сигналов.

При детектировании колебаний с фазо-импульсной модуляцией последовательность продетектированных импульсов, следующих друг за другом через различные промежутки времени, преобразуют в последовательность импульсов, промодулированных по ширине, и уже из них выделяют напряжение звуковых частот.

11-6. ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ЧАСТОТЫ

В целом ряде случаев оказывается необходимым преобразовать колебания одной частоты в колебания другой, более высокой или более низкой частоты. Преобразование частоты в целое число раз осуществляется с помощью у м н о ж и т е л е й — резонансных усилителей, нагрузочные контуры которых настраиваются на одну из высших гар-

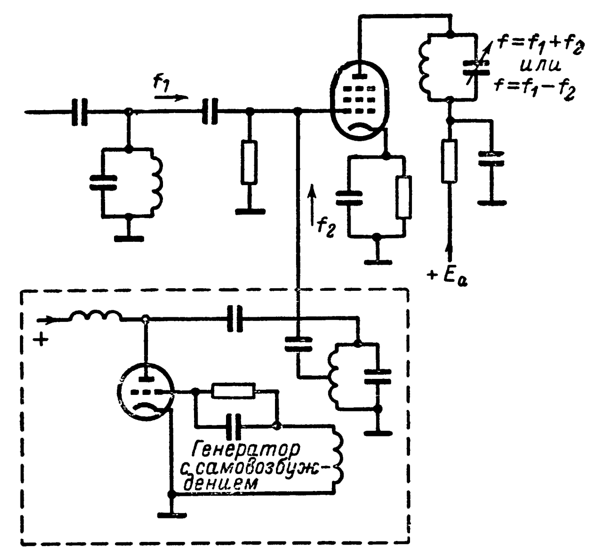


Рис. 11-27. Схема односеточного преобразователя частоты.

моник возбуждающего напряжения. Несколько сложнее производится преобразование частоты при некратном отношении частот преобразуемого и преобразованного сигналов. С таким преобразованием мы уже сталкивались в процессе модуляции; при этом благодаря одновременному воздействию двух напряжений различных частот (несущей час-

тоты и частоты модуляции) на лампу, работающую на нелинейном участке характеристики, на выходе кроме колебаний несущей частоты появляются колебания боковых частот, которые равны разности и сумме частот, воздействующих на лампу напряжений.

При преобразовании частоты используется аналогичный метод: на нелинейный элемент, в качестве которого может быть использован полупроводниковый или электровакуумный диод, триод или многосеточная лампа, одновременно воздействуют два напряжения разных частот. На рис. 11-27 изображена схема односеточного преобразователя частоты.

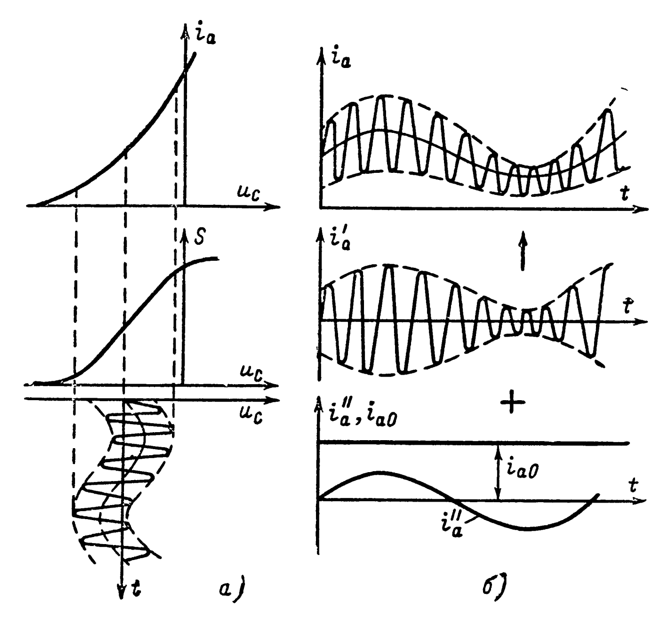


Рис. 11-28. Графики, поясняющие работу преобразователя частоты.

Работу преобразователя можно пояснить следующим образом. Под воздействием одного из напряжений, например, напряжения, имеющего более низкую частоту, крутизна лампы S то возрастает, то уменьшается. Поэтому амплитуда колебаний более высокой частоты в анодной цепи лампы, пропорциональная крутизне, будет увеличиваться в положительный полупериод напряжения более низкой частоты и уменьшаться за время его отрицательного полупериода (рис. 11-28, *а*). Ток в анодной цепи i_a (рис. 11-28, *б*) представляет собой сумму трех токов: постоянного тока i_{a0}, тока частоты более низкочастотного сигнала i''_a и тока с переменной амплитудой частоты второго сигнала i'_a. Последний модулированный по амплитуде ток представляет собой результат сложения колебаний частоты второго сигнала и биений двух новых высокочастотных сигналов. Частоту их можно определить, исходя

из свойств колебаний при биениях. На основании формулы (10-60) можно определить частоту изменения огибающей амплитуд

$$F = \frac{f_1 - f_2}{2}$$

и частоту высокочастотных колебаний

$$f = \frac{f_1 + f_2}{2}.$$

Складывая и вычитая последние два равенства, мы получим частоты колебаний, образующих биения:

$$f_1 = f + F; \quad (11\text{-}30)$$

$$f_2 = f - F. \quad (11\text{-}31)$$

Следовательно, в анодной цепи появились токи разностной и суммарной частот. Поэтому преобразователи также называют *смесителями* (этот термин широко используется в технической литературе). Включая в анодную цепь контур, настроенный на суммарную или разностную частоту, можно получить на выходе колебания требуемой частоты.

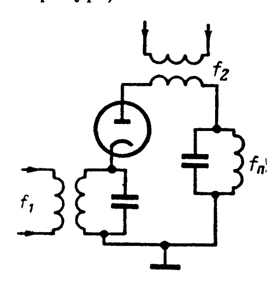


Рис. 11-29. Схема диодного смесителя.

Следует отметить отличие процесса преобразования частоты от процесса модуляции. Последняя, как правило, производится при работе генератора с углом отсечки $\theta < 180°$, что необходимо для получения высокого к. п. д. Преобразование же частоты обычно осуществляется в маломощных устройствах, где получение высокого к. п. д. не имеет существенного значения. В этих схемах обычно одним из важнейших требований является минимальное содержание в анодной цепи комбинационных частот вида $nf_1 \pm mf_2$ и гармоник высших порядков, что достигается работой без отсечки анодного тока, т. е. при угле отсечки $\theta = 180°$. Кроме того, при модуляции частота модулирующего сигнала должна быть во много раз меньше частоты модулируемого. При смешении же соотношение между частотами может быть любым.

В приемных устройствах, особенно на сверхвысоких частотах, часто используется *диодный преобразователь* (рис. 11-29). В нем напряжения колебаний смешиваемых частот подаются в анодную цепь диода. Характеристика диода в своем нижнем участке близка к квадратичной параболе, и поэтому анодный ток пропорционален квадрату приложенного напряжения:

$$i_a = ku_a^2, \quad (11\text{-}32)$$

где k — постоянный коэффициент.

При воздействии обоих напряжений

$$u_a = U_{a1} \sin 2\pi f_1 t + U_{a2} \sin 2\pi f_2 t.$$

Пусть амплитуды обоих напряжений одинаковы, тогда согласно формуле (11-32) ток в анодной цепи

$$i_a = kU_a^2 (\sin 2\pi f_1 t + \sin 2\pi f_2 t)^2 =$$

$$= kU_a^2 (\sin^2 2\pi f_1 t + 2 \sin 2\pi f_1 t \sin 2\pi f_2 t + \sin^2 2\pi f_2 t).$$

Преобразуя второе слагаемое этого выражения, получаем:

$$2 \sin 2\pi f_1 t \sin 2\pi f_2 t = \cos 2\pi (f_1 + f_2) t - \cos 2\pi (f_1 - f_2) t.$$

Отсюда видно, что в анодной цепи диода присутствуют токи суммарных и разностных частот. Включая в цепь диода контур, настроенный на одну из них, можно выделить нужную нам преобразованную частоту.

В гл. 10 мы говорили об умножителе частоты, т. е. устройстве, на выходе которого создается синусоидальное напряжение с частотой, в целое число раз превышающей частоту переменного напряжения на его входе. Теперь мы рассмотрим решение обратной задачи, т. е. получения на выходе некоторого устройства, которое в дальнейшем будем называть *делителем частоты*, переменного напряжения с частотой, в целое число раз меньшей частоты напряжения на его входе.

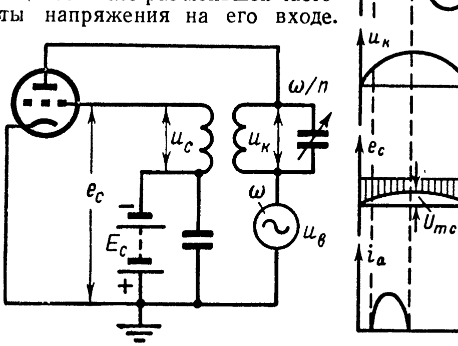


Рис. 11-30. Схема делителя частоты.

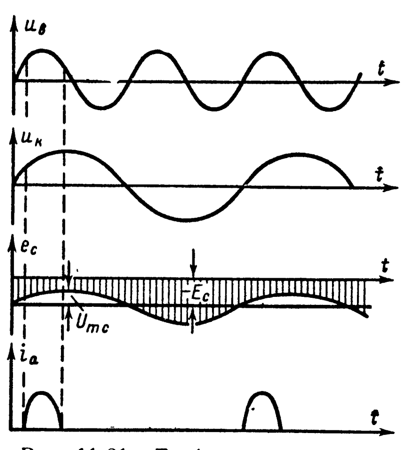


Рис. 11-31. Графики, поясняющие работу делителя частоты.

Эту задачу можно решить с помощью обычного генератора с самовозбуждением, в анодную цепь которого включен контур, настроенный на частоту входного напряжения, уменьшенную в целое число раз. Внешний источник напряжения $u_в$, частоту которого делят, включают вместо анодной батареи (рис. 11-30). Смещение на сетку лампы подается от отдельного источника E_c.

Во время отрицательного полупериода источника анодного напряжения анодный ток отсутствует. При положительном полупериоде напряжения в анодной цепи возникает импульс анодного тока, который возбуждает колебания в контуре, настроенном на частоту ω/n. Эти колебания создают благодаря наличию цепи обратной связи на сетке лампы переменное напряжение u_c с частотой собственных колебаний контура (рис. 11-31). Однако из-за наличия отрицательного смещения на сетке они смогут вызвать прохождение тока через лампу только при появлении значительного положительного потенциала на ее аноде в то время, когда на сетке лампы переменная составляющая напряжения имеет также положительное значение.

Предположим для конкретности, что частота источника в два раза превышает частоту собственных колебаний контура. Тогда, как не-

трудно видеть из рис. 11-31, условия для появления анодного тока возникают один раз за период колебаний в контуре, импульсы анодного тока пополняют запас энергии в нем, и в контуре возникают незатухающие колебания с частотой, в два раза меньшей частоты колебаний возбуждающего источника.

Заметим, что если бы не было обратной связи и смещения на сетке, импульсы анодного тока проходили бы через контур дважды за период колебаний в нем. Один из них сообщал бы контуру запас энергии, а второй отбирал бы ее, и колебания с собственной частотой в нем не могли бы возникнуть.

11-7. ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ ИМПУЛЬСОВ

В предыдущей главе мы рассмотрели работу некоторых важнейших генераторов импульсов. Полученные с их помощью импульсы часто необходимо подвергнуть самым различным преобразованиям. Поэтому здесь мы рассмотрим принцип работы основных преобразователей электрических импульсов: ограничителей, триггеров, дифференцирующих и интегрирующих цепей.

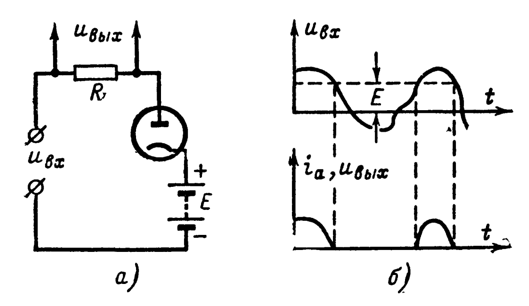


Рис. 11-32. Ограничитель по минимуму.

Ограничители срезают часть сигналов, лежащую выше или ниже некоторого заданного уровня. Иначе говоря, ток и напряжение на выходе ограничителя остаются неизменными, если напряжение на входе выходит за предел данных уровней. Если срезается сигнал выше некоторого уровня, то устройство называют *ограничителем по максимуму*, если же срезается сигнал ниже некоторого уровня, то устройство называют *ограничителем по минимуму*. Существуют также ограничители, срезающие сигнал сверху и снизу одновременно.

Наиболее просто ограничение производится с помощью диода, используя его свойство не пропускать ток, когда напряжение на аноде становится меньше нуля. В схему такого ограничителя (рис. 11-32, *а*) последовательно с источником переменного напряжения $u_{вх}$ включают источник постоянного тока E, положительный полюс которого подключен к катоду диода. Поэтому результирующее напряжение на его аноде $u_а = u_{вх} - E$. Следовательно, диод отперт только в том случае, если $u_а > 0$, т. е. $|u_{вх}| > |E|$. Сопротивление резистора R должно значительно превышать внутреннее сопротивление отпертого диода, равное сотням ом. Когда напряжение на аноде отрицательно, ток через диод

не протекает и падение напряжения на выходном резисторе R отсутствует. Когда же напряжение станет положительным, диод отопрется

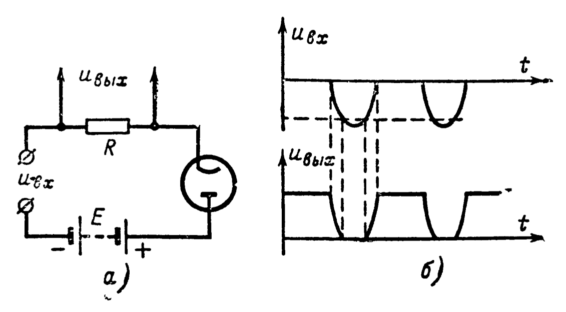


Рис. 11-33. Ограничитель по максимуму.

и через резистор R потечет ток (пропорциональный напряжению на входе), создавая на этом резисторе пропорциональное ему напряжение (рис. 11-32, *б*).

Если ставится обратная задача — создать на выходном резисторе напряжение, изменяющееся пропорционально входному напряжению до значения E, а затем остающееся неизменным, то нужно перевернуть диод или переключить зажимы так, чтобы на катод диода импульсы приходили с отрицательной полярностью, а источник напряжения подключить положительным полюсом к аноду (рис. 11-33, *а*). При этом на выходе получим напряжение, изображенное на рис. 11-33,*б*. По сравнению с предыдущей схемой импульс на резисторе R имеет здесь обратную полярность.

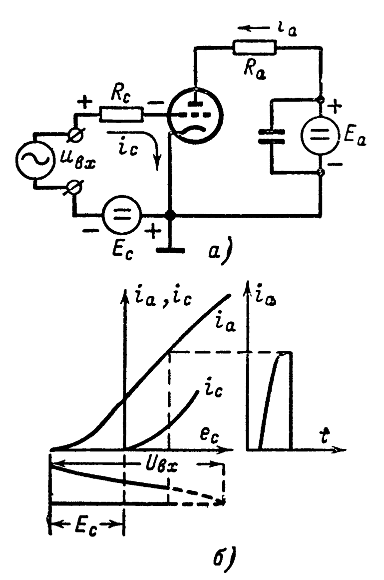


Рис. 11-34. Сеточный ограничитель.

а — схема; *б* — графики, поясняющие работу ограничителя.

Широкое использование находит схема сеточного ограничителя по максимуму, показанная на рис. 11-34, *а*. Эта схема отличается от обычного резистивного усилителя наличием в сеточной цепи резистора R_c большого сопротивления и выбором рабочей точки. Ограничение наступает здесь при небольшом положительном напряжении на сетке лампы. Возникающий при переходе напряжения на сетке к положительным значениям сеточный ток i_c, проходя через резистор R_c, создает на нем падение напряжения, практически компенсирующее дальнейшее увеличение напряжения $u_{вх}$ на входе. Поэтому напряжение на участке сетка — катод остается почти неизменным и

вершина импульса в анодной цепи оказывается срезанной (рис. 11-34, *б*). Выбором напряжения смещения E_c можно в этой схеме получить и ограничение по минимуму.

В ряде случаев нужны устройства, способные создавать на выходе импульсы (скачки) тока или напряжения, величина которых не зависит от амплитуды, формы и в некоторых пределах от длительности поступающих на их вход импульсов. Для срабатывания такого устройства необходимо только, чтобы сигнал на входе превысил некоторое минимальное значение. Устройство такого рода представляет собой своеобразное электронное реле, которое часто называют т р и г г е р о м (спусковой схемой).

На рис. 11-35, *а* изображена типовая схема триггера, которая напоминает схему мультивибратора. Отличие от последнего заключается лишь в отсутствии конденсаторов и наличии источника постоянного

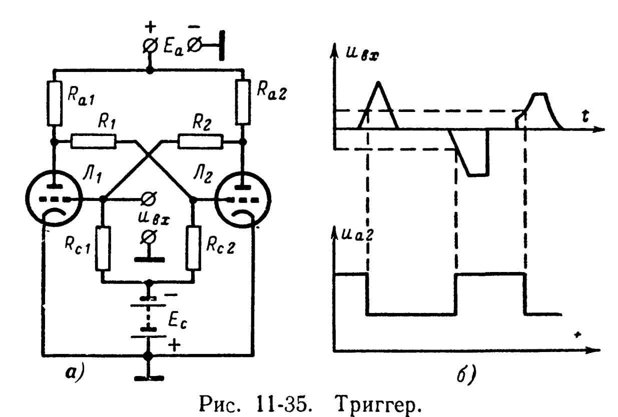


Рис. 11-35. Триггер.

а — схема; *б* — напряжения на входе и на выходе триггера.

смещения E_c в сеточной цепи. Устойчивое состояние в такой схеме достигается тогда, когда одна из ламп заперта, а другая отперта.

Предположим, что в некоторый момент времени в цепях обеих ламп протекают одинаковые токи. Из-за неизбежных флуктуаций электронного потока ток в одной из ламп в некоторый момент времени немного возрастает; пусть это будет лампа $Л_1$. Тогда увеличится падение напряжения на резисторе R_{a1}, на долю резисторов R_1 и R_{c2} будет приходиться меньшее напряжение, и ток, проходящий через них, уменьшится, а напряжение на сетке лампы $Л_2$ упадет. Это приведет к уменьшению тока, протекающего через нее, и увеличению положительного напряжения на ее аноде. Последнее в свою очередь вызывает увеличение тока, протекающего через резисторы R_2 и R_{c1}, и возрастание потенциала сетки лампы $Л_1$. Ток, протекающий через эту лампу, еще больше возрастает. Такой процесс приведет к лавинообразному уменьшению тока одной лампы и возрастанию тока другой до тех пор, пока одна из ламп не запрется. В таком состоянии схема может находиться неопределенное время, т. е. такое состояние будет устойчивым.

Однако, если подать на сетку запертой лампы импульс положительного напряжения, достаточный для создания в ней хотя бы небольшого анодного тока, то все процессы пойдут в противоположном нап-

равлении и приведут к чрезвычайно быстрому запиранию ранее отпертой и отпиранию ранее запертой лампы. Это перебрасывание (опрокидывание) схемы можно вызвать также подачей на сетку отпертой лампы отрицательного импульса, способного создать небольшое уменьшение ее анодного тока. Следовательно, схему можно заставить срабатывать в ту и другую сторону, подавая на сетку одной из ламп импульсы противоположной полярности.

На рис. 11-35, *б* приведены графики изменения анодного напряжения лампы $Л_2$ при опрокидывании схемы под воздействием внешних импульсов, амплитуда которых превышает напряжение опрокидывания. Эти импульсы подаются в цепь сетки лампы $Л_1$. При отпирании импульсы управляют ее анодным током; напряжение же на лампе $Л_2$ изменяется скачками с постоянной амплитудой.

Часто в импульсных устройствах возникает необходимость так преобразовать сигнал, поданный на вход, чтобы напряжение или ток на выходе были пропорциональны не величине входного сигнала, а скорости его изменения. Такую операцию преобразования называют дифференцированием входного сигнала, а цепи, которые ее осуществляют, **дифференцирующими**.

Простейшей дифференцирующей цепью может служить последовательное соединение резистора и конденсатора (рис. 11-36, *а*). Если сопротивление конденсатора C для основных составляющих тока импульсов много больше сопротивления резистора R, то характер изменения тока в цепи определяется в основном конденсатором. Ток же в цепи конденсатора пропорционален скорости изменения напряжения на нем:

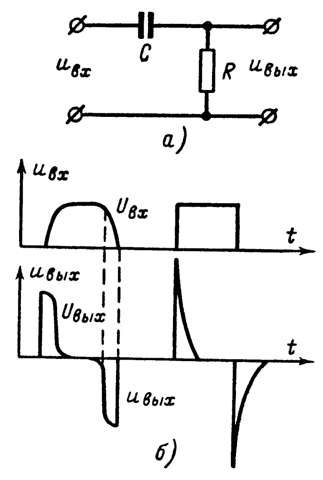


Рис. 11-36. Дифференцирующая цепь.

а — схема; *б* — напряжения на входе и выходе.

$$i_C = \frac{\Delta q}{\Delta t} = \frac{C\Delta u}{\Delta t},$$

где $\Delta u/\Delta t$ — скорость изменения напряжения. Проходя через резистор R, этот ток создает на нем напряжение, пропорциональное скорости изменения входного напряжения.

Дифференцирующие цепи позволяют получить кратковременные импульсы с крутым передним фронтом при подаче на их вход импульсов, близких по форме к прямоугольным (рис. 11-36, *б*). Импульс на выходе возникает в момент начала импульса на входе. Чем круче передний фронт импульса на входе, т. е. чем больше скорость нарастания напряжения, тем больше амплитуда импульса на выходе. В то время когда рост напряжения на входе замедляется, напряжение на выходе спадает и становится равным нулю в течение времени, соответствующего плоской вершине входного импульса, когда напряжение не изменяется. При спаде входного напряжения вновь возникает импульс на-

пряжения на выходе, но уже противоположной полярности, так как скорость изменения напряжения на входе становится отрицательной. Физически разная полярность импульсов объясняется тем, что в первом случае конденсатор заряжается, а во втором — разряжается.

Все это можно проследить при сравнении входных и выходных напряжений в случае колоколообразного и прямоугольного импульсов, приведенных на рис. 11-36, *б*. При одинаковой амплитуде напряжения на входе амплитуда напряжения на выходе в случае прямоугольного импульса значительно больше. При идеальном дифференцировании амплитуда его должна была бы быть равна бесконечности и импульс должен был иметь бесконечно малую длительность. Однако наличие резистора в цепи приводит к тому, что амплитуда выходных импульсов конечна и они длятся в течение некоторого отрезка времени. Чем меньше сопротивление резистора цепочки, а следовательно, меньше ее постоянная времени, тем импульсы ближе к идеальным.

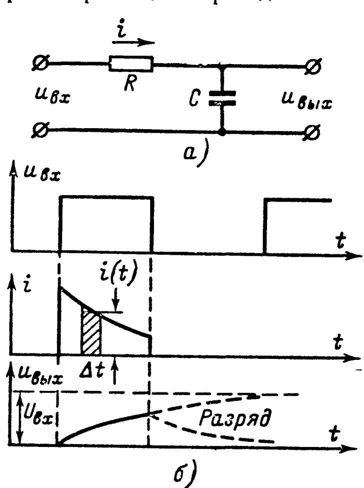


Рис. 11-37. Интегрирующая цепь.

а — схема; *б* — токи и напряжения в схеме.

В ряде случаев, когда в цепи протекает изменяющийся во времени ток, возникает необходимость получить напряжение, пропорциональное заряду, прошедшему через цепь за некоторый отрезок времени. Для того чтобы определить этот заряд, нужно разбить весь интересующий нас интервал времени на малые отрезки, в течение которых можно с заданной степенью точности считать ток постоянным, и подсчитать сумму зарядов, перенесенных за эти малые отрезки времени. Эту операцию принято называть и н т е г р и р о в а н и е м.

Можно предложить целый ряд радиотехнических схем, которые способны выполнять функцию интегрирования, т. е. создавать на своем выходе напряжение, пропорциональное интегрируемой (суммируемой) электрической величине, действующей на ее входе. Простейшей интегрирующей цепью является конденсатор. Действительно, напряжение на его обкладках пропорционально сумме всех накопленных в нем зарядов, принесенных током в его цепи.

Остановимся несколько подробнее на интегрирующих свойствах конденсатора *C*, учитывая, что в его цепи всегда существует некоторое сопротивление потерь (рис. 11-37, *а*). Если на вход такой цепи подается импульс напряжения прямоугольной формы (рис. 11-37, *б*), то напряжение на конденсаторе растет постепенно, стремясь к величине напряжения на входе. Для того чтобы нарастающее напряжение на конденсаторе не препятствовало прохождению тока в цепи, оно не должно возрастать за время импульса до величины, соизмеримой с напряжением на входе. Это достигается включением последовательно в цепь резистора *R* весьма большого сопротивления, в результате чего постоянная времени цепи оказывается намного больше длитель-

ности импульса. Однако постоянная времени должна быть одновременно настолько малой, чтобы после окончания действия импульса конденсатор успел разрядиться до начала следующего импульса. В некоторых случаях ставится задача интегрирования серии импульсов, тогда постоянная времени соответственно увеличивается.

Для получения развертки в осциллографических индикаторах и для других операций, связанных с электрическим отсчетом времени, нужны устройства, создающие напряжение, возрастающее пропорционально времени. Естественно, что в какой-то момент возрастание напряжения должно прекратиться и начаться снова спустя требуемый отрезок времени. Напряжение в таком устройстве имеет пилообразную форму.

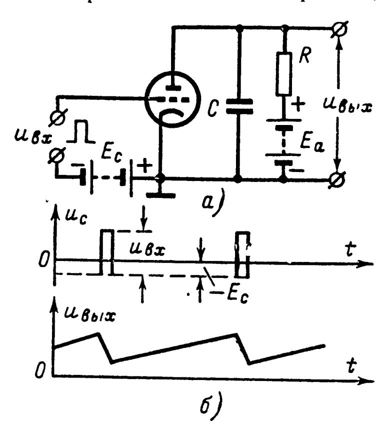


Рис. 11-38. Получение пилообразного напряжения.

а — схема; *б* — напряжения на входе и выходе.

Существует довольно много схем, позволяющих получить колебания такого рода. Мы рассмотрим простейшую из них, в которой импульсы напряжения прямоугольной формы преобразуются в импульсы напряжения, изменяющиеся во времени по линейному закону (рис. 11-38, *а*). Здесь в анодную цепь лампы (триода) включен конденсатор C, заряжающийся от источника анодного напряжения $E_а$ через резистор R большого сопротивления, когда лампа под действием напряжения источника постоянного смещения $E_с$ заперта. Процесс увеличения напряжения на конденсаторе показан на рис. 11-38, *б*. В своей начальной стадии он протекает по закону, мало отличающемуся от линейного. В некоторый момент времени на сетку лампы подается кратковременный положительный импульс прямоугольной формы, резко отпирающий лампу. Последняя выбирается с возможно меньшим внутренним сопротивлением, поэтому разряд конденсатора происходит хотя и по экспоненциальному закону, но так быстро, что это не создает существенных отклонений выходного напряжения от пилообразной формы. После окончания отпирающего импульса процесс повторяется.

Глава двенадцатая

РАДИОПРИЕМНЫЕ УСТРОЙСТВА

12-1. НАЗНАЧЕНИЕ И ОСНОВНЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ПРИЕМНИКА

Радиоприемное устройство извлекает энергию радиосигнала из электромагнитного поля приходящих волн, преобразует колебания радиосигнала в первичные электрические сигналы и воспроизводит

сообщение в виде звука, изображения, записи и др. Это — обязательные функции любого приемного устройства, от самого простого до сложнейшего. По мере усложнения радиоприемной аппаратуры на нее возлагаются и другие функции, как, например, усиление радиосигналов (высокой частоты), усиление сигналов первичной формы (звуковой частоты или видеоимпульсов), автоматическая регулировка усиления и др.

Ознакомить читателя с обязательными функциями приемника удобно на примере простейшей схемы, которая сейчас почти не применяется практически, но на заре радиолюбительства пользовалась большим успехом. Это так называемый детекторный приемник, предназначенный для приема амплитудно-модулированных радиотелефонных сигналов (рис. 12-1).

Приемная установка состоит из приемной антенны A с заземлением $З$ и собственно приемника. Между A и $З$ внутри приемника находится так называемое входное устройство, содержащее конденсатор переменнной емкости C и катушку L. Эти элементы входят в цепь антенны и позволяют настроить эту цепь на частоту желательного радиосигнала, т. е., как говорят, на принимаемую станцию. Условием настройки является компенсация реактивного сопротивления антенны

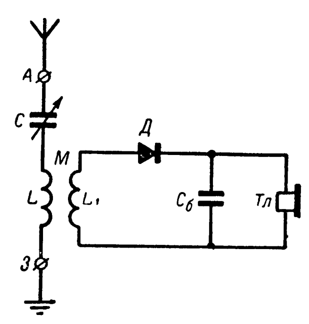


Рис. 12-1. Схема детекторного приемника.

$$X_{\text{А}} + \omega L - \frac{1}{\omega C} = 0.$$

Именно этот резонанс обеспечивает простейшему приемнику избирательность, т. е. возможность приема радиосигналов какой-либо одной радиостанции при подавлении сигналов от радиостанций, излучающих волны других частот.

Процесс извлечения энергии из электромагнитного поля осуществляется в антенной цепи. Приходящие радиоволны силовыми линиями своего магнитного поля пересекают провод приемной антенны, наводя в его элементах э. д. с., частота которых равна частоте радиосигнала. Совместное действие элементарных э. д. с. равноценно включению в цепь антенны генератора э. д. с. с некоторой результирующей амплитудой. Наибольшую мощность развивает этот генератор при резонансе в цепи антенны, т. е. при отсутствии реактивного сопротивления. Так происходит преобразование энергии поля в энергию переменного тока высокой частоты. Сигналы на волнах другой длины наводят э. д. с. с другими частотами, а потому для них в цепи антенны имеется не только активное, но и реактивное сопротивление, не позволяющее им развивать полную мощность тока высокой частоты. В этом — смысл избирательности приемника.

Часть энергии полезного радиосигнала должна быть преобразована в энергию сигнала первичной формы. Так, для радиосигнала с амплитудной модуляцией первичным сигналом является ток звуковой (модулирующей) частоты. Этот этап преобразования осуществляется в детекторной цепи. Детекторная цепь состоит из катушки L_1, имеющей индуктивную связь M с катушкой цепи

антенны, собственно детектора *Д* и потребителя первичного сигнала — телефона *Тл*, блокируемого параллельным конденсатором $C_б$. Связь детекторной цепи с цепью антенны должна обеспечить передачу наибольшей возможной мощности радиосигнала детектору.

Детекторная цепь, связанная с антенной, является цепью апериодической. Ток антенной цепи наводит в катушке L_1 э. д.с. высокой частоты, для которой конденсатор $C_б$ практически служит почти коротким замыканием. Поэтому напряжение высокой частоты с зажимов катушки L_1 оказывается приложенным полностью к детектору. Детектор представляет собой нелинейный прибор, например полупроводниковый (или ламповый) диод. Под действием переменного напряжения $u_д$ он пропускает ток $i_д$ лишь в одном направлении (рис. 12-2), т.е. в состав этого выпрямленного тока появляется постоянная составляющая. Но если радиосигнал имеет амплитудную модуляцию, то постоянная составляющая i_0 сама изменяется, воспроизводя огибающую кривую радиосигнала, т. е. имеет в своем составе ток звуковой частоты $i_з$. Потребителем энергии тока звуковой частоты служит телефон, преобразующий электрический сигнал в акустический.

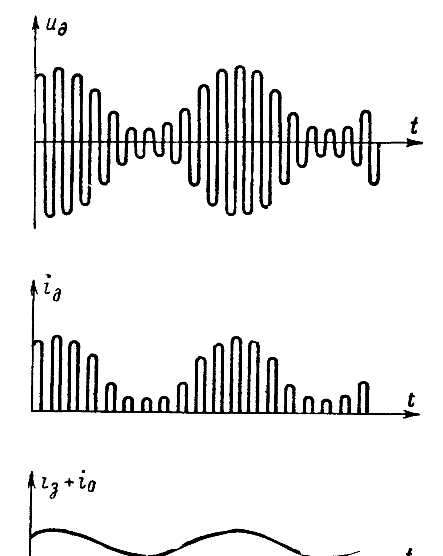


Рис. 12-2. Физические процессы в детекторной цепи.

Простейший приемник использует лишь принятую энергию, а собственных источников питания не имеет. Естественно, что при малой э. д. с., наводимой в антенне, нельзя извлечь мощность, достаточную для нормального звучания громкоговорителя. Нельзя ожидать от такого приемника и удовлетворительного подавления помех при наличии только одной резонансной цепи. Но даже на простейшем примере мы можем установить показатели, характеризующие качество приемника, и наметить пути совершенствования этих показателей.

Одним из основных показателей приемника является его ч у в с т в и т е л ь н о с т ь, т. е. способность к приему слабых сигналов. Количественно чувствительность характеризуется той минимальной мощностью или минимальной величиной э. д. с. в антенне, которая еще обеспечивает возможность нормального воспроизведения сигнала. Чем меньше число, оценивающее чувствительность, тем выше сама чувствительность. Если простейший (детекторный) приемник (рис. 12-1), имеет чувствительность, характеризующуюся мощностью примерно в 10 *мвт* и амплитудой э. д. с. не менее десятых долей вольта, то массовый радиовещательный приемник обладает чувствительностью примерно 50 *мкв*; современные профессиональные приемники специальных назна-

чений достигают чувствительности, исчисляемой сотыми долями микровольта и триллионными долями милливатта.

Путь повышения чувствительности — включение в состав приемника **усилительных каскадов** как по высокой частоте, т. е. до детектора, так и по низкой частоте, т. е. после детектора. Разумеется, следует стремиться к значению чувствительности, действительно необходимому для данного приемника, так как с увеличением числа усилительных каскадов возрастает угроза искажений сигнала и неустойчивости работы приемника. Вероятность подавления сигнала помехами внешнего и внутреннего происхождения тоже увеличивается по мере роста общего усиления приемника. Обычно в ламповых радиовещательных приемниках среднего класса применяют 5—6 каскадов усиления по высокой, промежуточной и низкой частоте. В транзисторных приемниках, более экономичных по питанию, число усилительных каскадов может быть таким же или несколько больше.

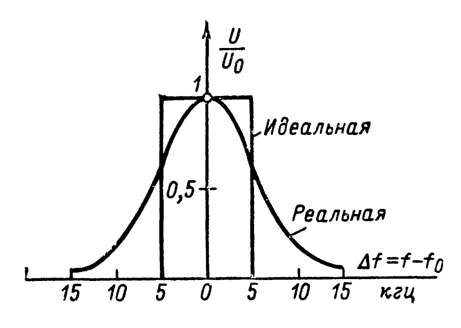


Рис. 12-3. Резонансные характеристики приемника.

Вторым показателем качества приемника служит его частотная **избирательность**, т. е. способность обеспечить нормальный прием на частоте полезного сигнала при подавлении сигналов радиостанций, работающих на других, хотя бы и близких частотах. Иначе говоря, избирательностью может характеризоваться защищенность приема от воздействия посторонних передатчиков; они оказываются наиболее вероятными источниками помех для радиовещательного приема на средних и коротких волнах.

Частотная избирательность достигается наличием **резонансных контуров** в каскадах приемника. Об избирательности приемника в целом можно приближенно судить по форме его резонансной характеристики, т. е. зависимости чувствительности от расстройки частоты воздействующего передатчика по отношению к частоте, на которую резонирует приемник. На рис. 12-3 представлены идеальная и примерная реальная резонансные характеристики; здесь по оси абсцисс отложены абсолютные величины расстройки (в килогерцах), а по оси ординат — отношения выходных напряжений нерезонансных сигналов U к напряжению резонансного сигнала U_0 при равных э. д. с. в антенне. Идеальной формой резонансной характеристики в смысле избирательности была бы прямоугольная форма: она обеспечила бы одинаковое прохождение через приемник всех колебаний в полосе спектра сигнала и полное подавление всех колебаний, частоты которых лежат вне этой полосы.

В действительности такую форму резонансной характеристики получить нельзя, но можно к ней приближаться, применяя в каскадах усиления радиосигналов резонансные колебательные системы. Избирательность приемника тем выше, чем ближе форма реальной его характеристики к идеальной. Следовательно, на радиочастотные каскады, помимо задачи усиления нужных сигналов, возлагается задача повышения избирательности.

Для простейшего приемника (рис. 12-1), в котором отсутствуют усилительные каскады, избирательность определяется только одной цепью антенны, а потому оказывается весьма плохой.

Когда при определении понятий «чувствительность» и «избирательность» мы говорили о «нормальном» эффекте на выходе приемника, мы подразумевали нормальную для данного приемника выходную мощность. Если тип громкоговорителя задан, то можно говорить о нормальной величине напряжения на его зажимах. Допустимое значение выходной мощности радиовещательного приемника ограничено нелинейными искажениями, которые возникают при перегрузке выходного каскада (см. гл. 9).

Нормальное значение выходной мощности должно соответствовать размерам помещения и уровню внешних шумов, при которых работает приемник. При приеме на головной телефон необходима мощность, исчисляемая только милливаттами. Комнатные радиовещательные приемники имеют нормальную мощность на выходе от десятых долей ватта до нескольких ватт.

Очень важным показателем свойств и возможностей приемника является диапазон частот (волн), на которые он может быть настроен. Для радиовещательных приемников характерна разбивка общего диапазона на поддиапазоны. Переключение поддиапазонов осуществляется путем смены катушек в контурах высокой частоты, а плавная настройка внутри поддиапазона выполняется блоком конденсаторов переменной емкости. Например, в простейшем приемнике (рис. 12-1) поддиапазон можно переключить сменой катушки L, вместе с которой сменяется и катушка связи L_1. Нумерация поддиапазонов производится с возрастанием номера по мере увеличения частоты (укорочения волны).

Современные радиовещательные приемники имеют поддиапазоны длинных волн (от 150 до 410 *кгц*), средних волн (от 520 до 1 600 *кгц*), коротких волн (примерно от 4 до 12 *Мгц*) и ультракоротких волн (примерно от 63 до 73 *Мгц*), причем вместо непрерывного коротковолнового диапазона они имеют обычно несколько узких коротковолновых поддиапазонов с «растянутыми» шкалами для участков, наиболее насыщенных радиовещательными станциями.

Радиовещательный приемник оценивается также с точки зрения верности воспроизведения первичного сигнала (речи или музыки). Качество воспроизведения зависит в первую очередь от того, насколько равномерно усиливаются в приемнике колебания, которыми модулируется радиосигнал принимаемого передатчика. Причинами неравномерности прохождения спектра первичного сигнала в приемном тракте могут быть каскады усиления высокой (промежуточной) частоты и каскады усиления низкой частоты. Если полоса пропускания каскадов резонансного (полосового) усиления выбрана слишком узкой, то недостаточно усиливаются в этих каскадах колебания боковых частот, созданные высокими модулирующими звуковыми колебаниями и восстанавливающие звуковую частоту в процессе детектирования. Если частотная характеристика каскадов низкой частоты будет слишком неравномерной, то могут недостаточно усиливаться колебания как верхних, так и нижних звуковых частот.

Для оценки верности воспроизведения первичного сигнала служит общая частотная характеристика приемника, которая представляет собой зависимость амплитуды напряжения на выходе (на громкоговорителе) от частоты модуляции (при неизменной амплитуде э. д. с. высокой частоты в антенне и постоянной глубине модуляции). Пример общей

частотной характеристики приводится на рис. 12-4. При разработке приемника допустимая неравномерность этой характеристики задается так же, как для характеристики усилителей низкой частоты (см. гл. 9).

Приемники могут классифицироваться по нескольким признакам. По принципу построения схемы их можно разделить на приемники **прямого усиления** и приемники **супергетеродинные** (супергетеродины).

В приемнике прямого усиления частота принимаемого радиосигнала преобразуется в частоту первичного сигнала путем детектирования. Следовательно, структурная схема такого приемника (рис. 12-5) содержит присоединяемые к антенне входные цепи *ВЦ*, усилительные каскады высокой частоты *УВЧ*, детекторный каскад *Д* и каскады усиления низкой частоты *УНЧ*, заканчивающиеся выходным каскадом *ВК*. Перестройке подвергаются входные цепи и усилительные каскады высокой частоты (точнее, колебательные контуры, входящие в эти блоки), причем настройка является сопряженной — с помощью единого блока конденсаторов переменной емкости.

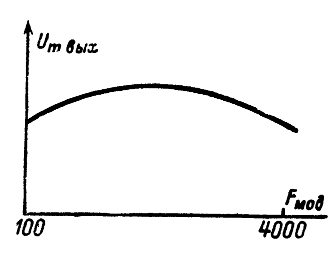


Рис. 12-4. Общая частотная характеристика приемника.

Приемник прямого усиления сходен по физическим процессам с простейшим приемником, отличаясь лишь добавленными к последнему каскадами усиления в двух частотных областях. Недостатки, свойственные простейшему приемнику, не устраняются в полной мере и в приемнике прямого усиления. Так, например, полоса пропускания его в диапазоне коротких волн всегда будет шире требуемой для радиотелефонии; в диапазоне частот резко изменяется чувствительность вследствие изменения параметров контуров. В настоящее время приемники прямого усиления промышленностью не выпускаются; радиолюбители иногда

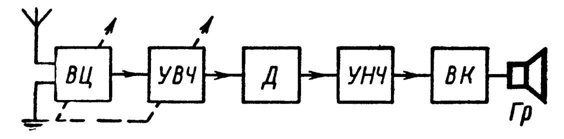


Рис. 12-5. Структурная схема приемника прямого усиления.

начинают свою деятельность со сборки приемников прямого усиления на транзисторах.

В супергетеродине имеет место по меньшей мере двукратное преобразование частоты. Частота принимаемого радиосигнала преобразуется в постоянную для данного приемника **промежуточную частоту**, а эта последняя в процессе детектирования преобразуется в звуковую частоту первичного сигнала. В соответствии с этим структурная схема супергетеродина (рис. 12-6) содержит входные цепи *ВЦ*, усилительные каскады высокой частоты *УВЧ*, преобразователь частоты *ПЧ*, усилительные каскады промежуточной частоты *УПЧ*, детектор *Д* и усилитель низкой частоты *УНЧ* с выходным каскадом *ВК*. Пере-

стройке подвергаются входные цепи, усилитель высокой частоты и гетеродин преобразователя частоты, причем настройка также должна быть сопряженной Появившееся на заре ламповой радиотехники название «супергетеродин» должно было отразить тот факт, что в результате первого преобразования частота получалась не звуковой, а сверхзвуковой (суперзвуковой, т. е. радиочастотой).

Постоянная настройка каскадов усиления промежуточной частоты дает возможность применять в них совершенные фильтры, обеспечивающие высокую избирательность. Кроме того, усиление в трех различных областях частот позволяет достигнуть высокой чувствительности без

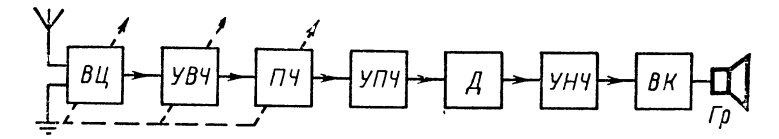


Рис. 12-6. Структурная схема супергетеродинного приемника.

угрозы самовозбуждения приемника. Эти свойства сделали супергетеродин, в сущности, основным типом схемы, находящим реализацию в промышленности. В супергетеродинах профессионального типа могут применять два и даже три преобразования частоты, но в радиовещательных приемниках структурная схема обычно соответствует рис. 12-6.

По типу активных приборов приемники могут быть ламповые и транзисторные. До последнего времени считалось, что ламповый приемник может достигнуть более высоких показателей, нежели транзисторный. Однако развитие техники полупроводниковых приборов опровергает такое представление. Вместе с тем транзисторная аппаратура экономична по питанию и миниатюрна.

По качественным показателям радиовещательные приемники промышленного изготовления (до последнего времени только ламповые) разделяют на три класса. Приемник первого (высшего) класса имеет наилучшие показатели и вместе с тем наиболее сложен по схеме и конструкции. Ко второму, а тем более к третьему классам относятся более простые и дешевые приемники.

12-2. ВХОДНЫЕ ЦЕПИ ПРИЕМНИКОВ

В составе приемника (см. рис. 12-5 и 12-6) имеются структурные блоки, уже изученные нами в гл. 9; это— усилительные каскады низкой частоты. Однако остальные блоки (входные цепи, усилители высокой и промежуточной частоты, преобразователь частоты, детекторный каскад) требуют специального изложения, которым мы и займемся. Кроме того, в составе приемника могут быть дополнительные устройства, улучшающие те или иные качества приемника (например, автоматические или ручные регуляторы, визуальные указатели настройки и др.), тоже требующие описания, так как только после этого мы сможем рассматривать схемы приемников в целом. Начнем изучение структурных блоков с выходных цепей приемника.

Входное устройство приемника служит переходным звеном от приемной антенны к первому каскаду. Мы видели пример входного устройства на простейшей схеме (см. рис. 12-1), где в антенну вклю-

чались элементы настройки на частоту сигнала. Однако приемник должен работать от антенн с различными размерами и параметрами (наружные, комнатные, автомобильные и др.). Естественно, что настройка любой антенны, сопряженная с настройками каскадов резонансного усиления, неосуществима. Поэтому антенная цепь не перестраивается; в нее включается катушка (иногда катушка и конденсатор), устанавливающая в цепи антенны частоту, которая лежит вне принимаемого поддиапазона. Ненастроенная антенна связывается с замкнутым колебательным контуром, который составляет схему входного устройства приемника и настраивается на частоту принимаемого сигнала сопряженно с каскадами резонансного усиления. С зажимов этого контура колебания радиосигнала воздействуют на вход первого усилительного каскада. При смене поддиапазона катушка резонансного контура сменяется одновременно с катушкой цепи антенны; сменяются также подстроечные конденсаторы контура, если они включены в схему.

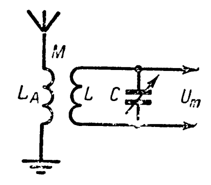


Рис. 12-7. Индуктивная связь контура с антенной.

Связь антенной цепи с замкнутым контуром может быть индуктивной или непосредственной. Принципиальная схема входного устройства с индуктивной связью дана на рис. 12-7. Здесь, в случае лампового приемника, входной каскад которого работает практически без потерь энергии в цепи управляющей сетки, напряжение сигнала U_m снимается полностью с зажимов конденсатора контура C. Для оценки эффективности работы входного устройства вводится показатель, называемый коэффициентом передачи K входного устройства. Он представляет собой отношение напряжения U_m, снимаемого с контура, к э. д. с. E_m, наводимой сигналом в антенне:

$$K = \frac{U_m}{E_m}. \tag{12-1}$$

Электродвижущая сила, наводимая сигналом в простейшей приемной антенне, равна произведению амплитуды напряженности электрического поля E_m приходящих волн на действующую высоту антенны $h_д$:

$$E_m = \mathrm{E}_m h_д. \tag{12-2}$$

Так, например, если напряженность поля волны $\mathrm{E}_m = 10$ *мкв/м*, а действующая высота комнатной антенны $h_д = 2$ *м*, то э. д. с. $E_m = 100 \cdot 2 = 200$ *мкв*. Если при этом с зажимов резонансного контура снимается напряжение $U_m = 1$ *мв* $= 1\,000$ *мкв*, то коэффициент передачи напряжения входной цепью $U_m/E_m = 1\,000/200 = 5$.

Коэффициент передачи напряжения определяется параметрами схемы. Для случая ненастроенной антенны с индуктивной связью этот коэффициент можно определить, воспользовавшись теорией связанных систем из гл. 3. Будем считать, что на волнах радиовещательного диапазона входное сопротивление самой антенны, полученное из формулы (6-10), имеет емкостный характер на частоте ω сигнала

$$X_А = \frac{1}{\omega C_А}.$$

Полное реактивное сопротивление цепи антенны окажется $\omega L_А - 1/\omega C_А$, где $L_А$ — индуктивность, включенная в антенну и связывающая ее с замкнутым контуром LC.

Если пренебречь активным сопротивлением цепи антенны по сравнению с реактивным и выразить ток в антенне, разделив э. д. с. антенны E_m на ее сопротивление, то можно найти э. д. с., наводимую сигналом в замкнутом контуре

$$E_{кm} = I_{Аm}\omega M \approx \frac{E_m \omega M}{\omega L_А - \frac{1}{\omega C_А}} = E_m \frac{M}{L_А\left(1 - \frac{1}{\omega^2 L_А C_А}\right)}.$$

Из теории резонанса [см. формулу (2-46)] известно, что напряжение, снимаемое с конденсатора замкнутого контура при последовательном резонансе, оказывается в $Q_э$ раз больше, чем э. д. с. в этом же контуре, т. е $U_{m0} = E_{кm}Q_э$. Здесь $Q_э$ — добротность резонансного контура LC, вычисленная с учетом потерь, вносимых связью с антенной и подключением усилительного прибора первого каскада. Называя величину $1/\sqrt{L_А C_А}$ собственной частотой $\omega_А$ цепи антенны, найдем для резонансного коэффициента передачи напряжения входного устройства следующее выражение:

$$K_0 = \frac{U_{m0}}{E_m} = \frac{M}{L_А\left(1 - \frac{\omega_А^2}{\omega_0^2}\right)} Q_э, \tag{12-3}$$

где $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ — собственная частота замкнутого контура, равная при резонансе частоте сигнала.

Для того чтобы связь с антенной не изменяла слишком сильно параметров замкнутого контура, коэффициент взаимоиндукции выбирают достаточно малым, и величина коэффициента передачи обычно бывает меньше 10. Следует помнить, что здесь напряжение повышается (трансформируется) за счет резонанса; но усиление мощности отсутствует, так как входное устройство не содержит активного прибора.

Резонансной характеристикой входного устройства (см. гл. 2) будет кривая, построенная в соответствии с приближенным уравнением (2-50) и выраженная формулой

$$y = \frac{U_m}{U_{m0}} \approx \frac{1}{\sqrt{1 + Q_э^2\left(\frac{2\Delta\omega}{\omega_0}\right)^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + Q_э^2\left(\frac{2\Delta f}{f_0}\right)^2}}. \tag{12-4}$$

Здесь $\Delta f = f - f_0$ — расстройка, т. е. разница между частотами сигнала и контура. Для оценки избирательности входного устройства мы можем сравнить его резонансную характеристику с идеальной (см. рис. 12-3). Полоса пропускания, т. е. полоса частот, в пределах которой должен размещаться спектр радиосигнала (см. рис. 11-4), будет согласно формуле (2-51) составлять

$$2\Delta f_{0,7} = П = \frac{f_0}{Q_э}. \tag{12-5}$$

Так, если добротность высококачественного контура равна 100, то полоса пропускания окажется 1% от несущей частоты сигнала. Границами полосы пропускания при этом являются ординаты, составляющие $1/\sqrt{2} \approx 0,7$ от резонансной ординаты характеристики.

Идеальная форма резонансной характеристики полностью подавляет помехи, которые имеют частóты вне полосы пропускания. Иначе говоря, полоса помех равна полосе пропускания. Реальный же контур подвергается действию мешающих передатчиков и вне своей полосы пропускания. Можно условиться считать опасной *полосой помех* участок частот характеристики между ординатами, составляющими 0,1 от резонансной ординаты. Беря в формуле (12-4) величину $y = 0{,}1$ и решая относительно $2\Delta f$, получим приближенно:

$$2\Delta f_{0,1} \approx \frac{10 f_0}{Q_э}.$$

Назовем отношение полосы пропускания к полосе помех *коэффициентом прямоугольности* резонансной характеристики. Очевидно, для идеальной характеристики он равен единице (прямоугольность 100%). Для одиночного колебательного контура получится:

$$\frac{П}{2\Delta f_{0,1}} = \frac{2\Delta f_{0,7}}{2\Delta f_{0,1}} \approx 0{,}1, \tag{12-6}$$

т. е. коэффициент прямоугольности составляет только 10%. Это — плохая избирательность, оставляющая большую вероятность воздействия помех. Для повышения прямоугольности общей резонансной характеристики приемника можно включать в состав каждого каскада усиления радиосигналов по одному колебательному контуру. Если общее число одинаковых контуров равно N, то общая резонансная характеристика выразится уравнением

$$y_{общ} = y^N = \frac{1}{\left[\sqrt{1 + Q_э^2\left(\frac{2\Delta f}{f_0}\right)^2}\right]^N}. \tag{12-7}$$

Вполне очевидно, что ординаты y, близкие к единице, при возведении в степень изменяются немного, тогда как малые дроби уменьшаются резко. Значит, коэффициент прямоугольности повысится. Можно показать, что при неограниченном увеличении числа контуров коэффициент прямоугольности действительно будет повышаться, приближаясь к пределу, равному 39%. Это тоже не очень удовлетворительный путь улучшения избирательности. Гораздо выгоднее было бы включать в усилительных каскадах полосовые фильтры; практически это применяется в каскадах усиления промежуточной частоты, имеющих постоянную настройку.

Итак, мы получили представление об оценке входного устройства по чувствительности (коэффициент передачи напряжения) и по избирательности (коэффициент прямоугольности характеристики). Третьим важнейшим показателем качества входного устройства является *неравномерность передачи в диапазоне частот* (т. е. при перестройках контура). Схема с индуктивной связью может оцениваться в этом отношении формулой (12-3). Величины M и $L_А$ при перестройках контура не меняются. Добротность $Q_э$ с некоторым приближением тоже может при перестройках переменным конденсатором считаться неизменной ($Q = \omega_0 L/r$), так как с увеличением частоты ω_0 возрастает и сопротивление r потерь внутри контура. Следовательно, неравномерность коэффициента передачи в формуле (12-3) определится отношением $\omega_А/\omega_0$. Выгодно иметь $\omega_А < \omega_{0\,мин}$, т. е. настраивать цепь

антенны выбором катушки $L_А$ на частоту, лежащую ниже самой низкой из частот диапазона. Действительно, если $(\omega_А/\omega_0)^2 < 1$, то перестройки, т. е. изменения ω_0, мало повлияют на значение K_0. Неравномерность передачи по диапазону окажется незначительной, причем коэффициент передачи может несколько уменьшаться с ростом частоты ω_0.

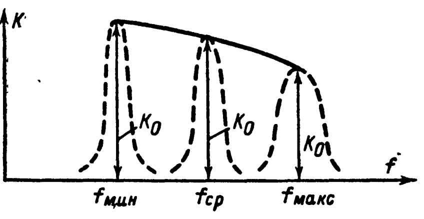


Рис. 12-8. Условное представление диапазонных свойств входного устройства с индуктивной связью.

Что касается полосы пропускания $П$ входного устройства, то она будет расти пропорционально росту частоты ω_0; это очевидно из формулы (12-5). Диапазонные свойства входных цепей с индуктивной связью при $\omega_А < \omega_{0\ мин}$ иллюстрируются графиком на рис. 12-8, на котором условно показаны абсолютные значения коэффициента передачи для трех точек диапазона. Уменьшение передачи в сторону высоких частот очень выгодно в тех случаях, когда последующие усилительные каскады при повышении частоты повышают усиление.

На рис. 12-9 изображается та же схема с индуктивной связью ненастроенной антенны и резонансного контура, но на два поддиапазона длинных волн (ДВ) и средних волн (СВ), с соответствующим «спаренным» переключателем и с подстроечными конденсаторами. Смещающее напряжение с нижнего конца резистора $R_к$ подается на сетку лампы через катушку L.

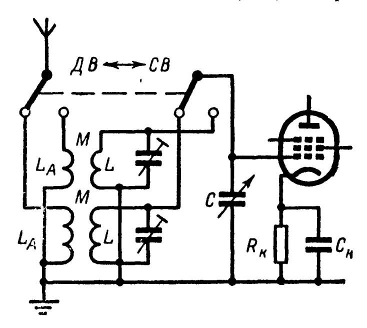


Рис. 12-9. Вход лампового приемника с индуктивной связью на два поддиапазона.

Более простой разновидностью входного устройства в ламповых приемниках является схема подключения антенны к контуру через малую «развязывающую» емкость $C_А$ (рис. 12-10,*а*). Включение малой емкости связи $C_А$ резко ослабляет влияние антенны на настройку контура и не нарушает сопряжения его настройки с настройкой других каскадов при помощи общего блока конденсаторов переменной емкости. Коэффициент передачи напряжения уменьшается с уменьшением емкости $C_А$ и практически обычно тоже не превосходит нескольких единиц.

Иначе приходится выполнять входное устройство в транзисторном приемнике, где входное сопротивление первого каскада мало́ в сравнении с сопротивлением входа лампы. Для того чтобы шунтирующее действие входной цепи транзистора не снизило слишком резко эквивалентной добротности $Q_э$ контура LC, связь с цепью базы осуществляется с понижающей автотрансформацией (рис. 12-10,*б*) или трансформацией.

На рис. 12-10,*б* показана емкостная связь наружной антенны A с контуром LC. Однако здесь же видна возможность отключить внешнюю

антенну и применить катушку L в качестве **магнитной антенны** MA.

Магнитная (ферритовая) антенна, удобная своим расположением внутри приемника, является разновидностью рамочной антенны (см. гл. 6). Она представляет собой катушку, намотанную на ферритовый сердечник. Благодаря высокой магнитной проницаемости последнего магнитное поле приходящих волн создает концентрированный поток в катушке и наводит в ней заметную э. д. с. даже при малых ее размерах. Такая антенна обладает направленностью приема, подобно рамочной: максимум получается при расположении сердечника вдоль магнитных линий (перпендикулярно лучу) приходящих волн. Естественно, что магнитная антенна должна размещаться вне экрана, который может охватывать высокочастотные блоки приемника. Направленные свойства

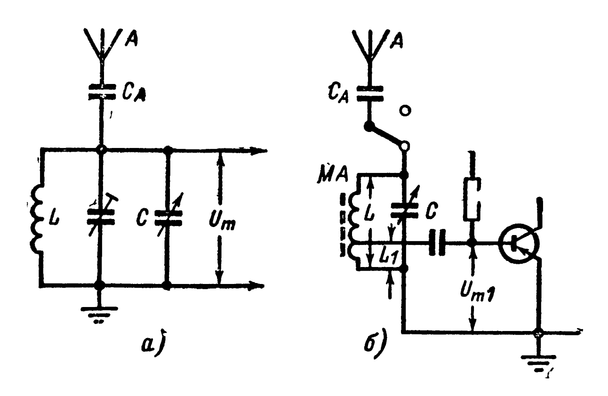


Рис. 12-10. Разновидности входных устройств.

а — с емкостной связью антенны; *б* — «магнитная» и внешняя антенны транзисторного приемника.

магнитной антенны реализуются либо вращением антенны внутри приемника, либо поворотом самого приемника.

Подключение транзистора к контуру магнитной антенны оценивается количественно коэффициентом автотрансформации (коэффициентом включения) $m = U_{m1}/U_m \approx L_1/L$, где L — полная индуктивность контура; U_{m1} — выходное напряжение; U_m — напряжение на катушке L, а L_1 — индуктивность той части витков, к которой присоединен транзистор. При индуктивной же связи $m \approx M/L$, где M — коэффициент взаимоиндукции катушки связи с катушкой контура. Чем больше величина M, тем больше добавочное сопротивление вносит вход транзистора в контур антенны, т. е. снижает добротность контура.

На высшей частоте диапазона допускается ухудшение добротности не более, чем вдвое; можно принять $Q_э \approx 0{,}7Q_к$, где $Q_к$ — собственная добротность контура. Вспомним, что из формулы (2-67) активная резонансная проводимость контура, представленная параллельной ветвью, будет:

$$G_к = \frac{1}{r_{э.рез}} = \frac{r_к}{\rho^2} = \frac{1}{Q_к \rho}. \qquad (12\text{-}8)$$

Входную проводимость транзистора можно по принципу трансформации перечислить («привести») в контур также в виде добавочной параллельной ветви ΔG:

$$\Delta G = m^2 G_{вх},$$

где $G_{вх}$ — входная проводимость транзисторного каскада на частоте принимаемого сигнала. Суммарная проводимость определит собой эквивалентную добротность контура

$$G_к + m^2 G_{вх} = \frac{1}{Q_э \rho} \approx \frac{1}{0{,}7 Q_к \rho}. \qquad (12\text{-}9)$$

Из этого соотношения можно найти коэффициент трансформации m.

Пусть, например, на высшей частоте сигнала $\rho = \omega L = 300$ *ом*, а собственная добротность $Q_к = 33$. При этих данных собственная активная параллельная проводимость антенного контура окажется: $G_к = 1/Q_к \rho = 1/33 \cdot 300 \approx 10^{-4}$ *сим* (т. е. 10 000 *ом*). Пусть входная проводимость транзисторного каскада $G_{вх} = 10^{-3}$ *сим* (т. е. 1 000 *ом*). Тогда подстановка чисел в формулу (12-9) дает:

$$10^{-4} + m^2 10^{-3} \approx \frac{1}{0{,}7 \cdot 33 \cdot 300},$$

откуда

$$m \approx \frac{L_1}{L} \approx \frac{w_1}{w} = \sqrt{0{,}04} = 0{,}2,$$

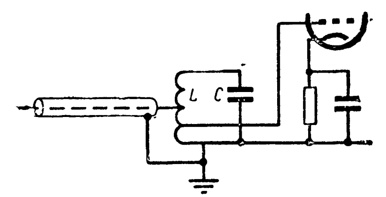


Рис. 12-11. Пример входного устройства приемника ультракоротких волн.

т. е. отвод следует делать от числа витков w_1, составляющего примерно одну пятую часть общего числа витков w.

Для магнитной антенны коэффициент передачи напряжения будет:

$$K_0 = \frac{U_{m1}}{E h_д} = Q_э m.$$

В нашем примере $K_0 = 0{,}7 \cdot 33 \cdot 0{,}2 \approx 4{,}6$. Отсюда видно, насколько заметно снижается коэффициент передачи напряжения на входе к транзистору в сравнении с коэффициентом передачи самого контура, который был бы $K_0 = Q_э = 33$.

В приемниках ультракоротких волн даже ламповый первый каскад обладает сравнительно низким входным сопротивлением вследствие потерь в стекле, электродах и вводных соединениях лампы. Поэтому подключение лампы к контуру выполняется автотрансформаторное; коаксиальный фидер антенны тоже присоединяется к контуру автотрансформаторно (рис. 12-11). Колебательный контур выступает здесь не только в роли избирательной настраиваемой системы, но и в роли трансформатора, согласующего волновое сопротивление фидера с входным сопротивлением лампы. Здесь, как и во входном устройстве транзисторного приемника, уместно говорить о коэффициенте передачи мощности от антенны к входу первого каскада; этот коэффициент всегда меньше единицы, так как входное устройство не содержит активных элементов.

12-3. УСИЛИТЕЛИ ВЫСОКОЙ ЧАСТОТЫ

Каскады усиления сигналов высокой частоты включаются, как мы уже указали, между антенной и детектором. Их задача — повысить мощность (а значит, напряжение или ток) радиосигнала до величины, успешно преобразуемой детектором в сигнал первичной формы. Укажем, что практически с зажимов антенных цепей на вход первого каскада снимается напряжение порядка десятков или сотен микровольт, а для воздействия на детектор необходимо напряжение около одного и даже нескольких вольт. Следовательно, по напряжению высокой частоты требуется усиление в десятки тысяч раз (а по мощности во много миллионов раз).

Обычно в современных радиовещательных приемниках (см. рис. 12-6) это большое усиление распределяется между двумя областями частот: высокой и промежуточной. Усилители первой области должны настраиваться каждый раз на частоту той или иной принимаемой радиостанции. Поэтому более точно такие усилители следует называть усилителями на частоте приходящего сигнала. Но мы условимся называть их усилителями высокой частоты.

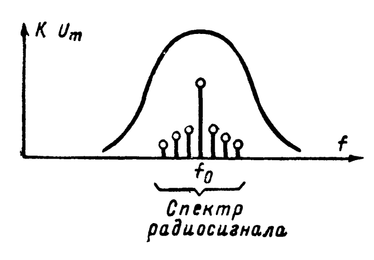


Рис. 12-12. Радиосигналы в полосе пропускания усилителя высокой частоты.

Колебания любого радиосигнала после усиления подвергаются преобразованию из высокой частоты в промежуточную, которая для данного приемника вполне определенна и также лежит в диапазоне радиочастот. Далее следует усиление на этой промежуточной частоте. Каскады усиления на промежуточной частоте в принципе сходны с каскадами усиления на частоте приходящего сигнала, но они не требуют перестройки, а потому могут быть конструктивно более простыми, а электрически более совершенными. Мы будем считать усилители промежуточной частоты отдельным видом усилителей. Подчеркнем, что рассмотренные нами усилители низкой частоты могут иметь и самостоятельное применение, тогда как усилители высокой и промежуточной частоты применяются только в составе радиоприемников.

Радиосигнал представляет собой колебание высокой частоты, модулируемое управляющим (первичным) сигналом. При наличии модуляции сигнал перестает быть «монохроматичным», т. е. одночастотным. Модуляция создает дополнительные колебания, которые в простейшем случае располагаются на оси частот справа и слева от основного колебания, образуя спектр радиосигнала (рис. 12-12). Для приема такого сигнала выгодно применять усилитель, обладающий свойствами избирательности, т. е. способный разместить спектр радиосигнала в пределах своей полосы пропускания и подавить помехи на частотах, лежащих вне этой полосы.

Свойства избирательности достигаются тем, что в каскаде усиления по высокой частоте нагрузочным элементом выходной цепи служит диапазонный резонансный контур. Как правило, контур настраивается конденсатором переменной емкости и лишь сравнительно редко перестройка осуществляется изменением индуктивности или одновременным изменением индуктивности и емкости.

Ламповые каскады резонансного усиления высокой частоты выполняются обычно на пентодах, и только в диапазоне ультракоротких волн встречается применение специальных триодов. Пентоды выгодны своим большим внутренним сопротивлением, малым значением емкости анод—управляющая сетка (см. гл. 8) и другими своими свойствами. Схема резонансного каскада на пентоде (вместе с входом следующего каскада) изображена на рис. 12-13,*а*.

Детали, входящие в схему каскада, имеют следующее назначение. Напряжение смещения подается на управляющую сетку с резистора $R_к$

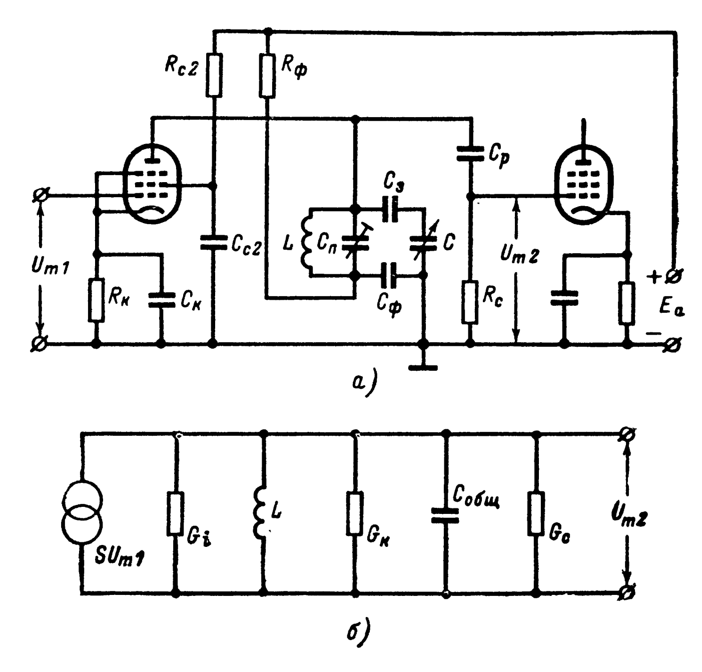


Рис. 12-13. Резонансный усилительный каскад с полным включением контура в цепь анода.

а — электрическая схема; *б* — эквивалентная схема.

(сотни *ом*), шунтируемого конденсатором $C_к$ (около 0,1 *мкф*). Следует отметить, что обеспечить в резонансном усилителе работу лампы на линейном участке характеристики без тока управляющей сетки проще, чем в оконечном каскаде усиления низкой частоты, так как здесь амплитуды усиливаемых колебаний сравнительно малы. Питание экранирующей сетки осуществлено через «гасящий» резистор $R_{с2}$ (порядка сотен килоом), блокируемый по высокой частоте конденсатором $C_{с2}$ (примерно 0,01—0,1 *мкф*).

В анодную цепь лампы включен «параллельный» контур (см. гл. 2), образованный катушкой индуктивности L (иногда с сердечником из магнитодиэлектрика) и конденсатором переменной емкости C (один

из конденсаторов в составе «блока» конденсаторов на общей оси). Величины L и C определяются диапазоном частот приемника. Обычно диапазон охватывается несколькими поддиапазонами (переход с одного поддиапазона на другой осуществляется включением различных катушек L).

Для того чтобы устранить влияние емкости между рукой оператора и пластинами конденсатора на настройку контура, ротор конденсатора обязательно присоединяют к металлическому корпусу приемника. Но при случайном замыкании статорных пластин на роторные произойдет короткое соединение «плюса» анодного источника питания на «минус» через катушку L. Во избежание этого в контур включают большой (десятки тысяч пикофарад) последовательный защитный конденсатор $C_з$. Чтобы исключить обратную связь последующих каскадов с предыдущими через внутреннее сопротивление источника питания, ставятся в каскадах известные нам фильтры развязки в составе конденсатора $C_ф$(десятки тысяч пикофарад) и резистора $R_ф$ (килоомы). Емкости $C_з$ и $C_ф$ столь велики в сравнении с емкостью контура C, что их последовательное включение на частоту контура влияет незначительно. Обычно к катушке L параллельно подключается подстроечный конденсатор $C_п$, сменяемый вместе с катушкой. Результирующая емкость контура, которая определяет резонансную частоту, строго говоря равна:

$$C_{общ} = \frac{CC_ф C_з}{CC_ф + CC_з + C_ф C_з} + C_п + C_{сх},$$

где $C_{сх}$ — межвитковая емкость катушки вместе с выходной емкостью данной лампы, входной емкостью следующего каскада и емкостью между соединительными проводами.

Напряжение высокой частоты, возникающее на контуре при действии радиосигнала, подается на сетку следующей лампы через разделительный конденсатор $C_р$, имеющий емкость порядка сотен пикофарад и хорошую изоляцию между обкладками. Для подачи отрицательного смещения на управляющую сетку следующей лампы она соединена с катодным сопротивлением через сеточный резистор $R_с$ (сотни килоом). Таков примерный состав резонансного усилительного каскада на пентоде с полным (прямым) включением колебательного контура в анодную цепь.

Исследуем этот каскад, т. е. определим его усиление, полосу пропускания и неравномерность его показателей в диапазоне перестройки. С этой целью изобразим (рис. 12-13,*б*) его эквивалентную схему. Здесь $C_{общ}$ — результирующая емкость,указанная выше; $G_i = 1/R_i$— выходная проводимость пентода; $G_к = 1/Q_к \rho$ — активная параллельная проводимость контура («проводимость потерь»); L — индуктивность контура; $G_с = 1/R_с$ — проводимость сеточной утечки; SU_{m1} — генератор тока сигнала в цепи анода; U_{m2} — усиленное напряжение. Малым сопротивлением конденсатора $C_р$ на радиочастотах пренебрегаем, считая его для переменного тока коротким замыканием.

При настройке контура на частоту сигнала проводимости индуктивной и емкостной ветвей взаимно компенсируются (резонанс токов, см. гл. 2), и тогда генератор тока будет питать суммарную активную проводимость, создавая на ней выходное напряжение

$$U_{m2} = \frac{SU_{m1}}{G_i + G_к + G_с} = \frac{SU_{m1}}{G_{общ}}.$$

Коэффициент усиления напряжения каскада при резонансе:

$$K_0 = \frac{U_{m2}}{U_{m1}} = \frac{S}{G_{\text{общ}}}. \tag{12-10}$$

Пусть, например, $S = 10$ *мсим*; $G_{\text{общ}} \approx G_{\text{к}} = 0{,}25$ *мсим* (т. е. 4 *ком*). Тогда

$$K_0 = \frac{S}{G_{\text{общ}}} = \frac{10}{0{,}25} = 40 \text{ раз}.$$

При отходе от резонанса появляется реактивная ветвь проводимости (либо емкостная, либо индуктивная), общая проводимость растет и коэффициент усиления падает. Именно такая зависимость и была показана на рис. 12-12; ее мы назовем резонансной характеристикой каскада.

Чем определяется достижимая величина усиления K_0? При данной лампе решающую роль играет добротность контура $Q_{\text{к}}$, обратная резонансной проводимости ($Q_{\text{к}} = 1/G_{\text{к}}\rho$). Повышать усиление можно выбором к о н т у р а с в ы с о к о й д о б р о т н о с т ь ю. Однако на этом пути имеются ограничения. Во-первых, получить добротность замкнутого контура $Q_{\text{к}}$ свыше 100 практически трудно при самодельной катушке L. Во-вторых, при малой проводимости $G_{\text{к}}$ будет оказываться шунтирующее действие проводимостей G_i и G_{c}, которое ограничит рост усиления. В-третьих, при высокой добротности контура на длинных волнах может оказаться слишком узкой полоса пропускания, о чем мы скажем далее. Наконец, благодаря наличию обратной связи через емкость анод—сетка работа каскада может быть неустойчивой, т. е. может возникнуть самовозбуждение. В. И. Сифоров показал, что устойчивое усиление резонансного каскада ограничено величиной

$$K_{0\,\text{пред}} \approx 0{,}5\sqrt{\frac{S}{\omega C_{\text{а. с}}}}.$$

Так, если крутизна $S = 5 \cdot 10^{-3}$ *сим*; $\omega = 2\pi f = 5 \cdot 10^7$ и для пентода $C_{\text{а. с}} = 0{,}01$ *пф* $= 1 \cdot 10^{-14}$ *ф*, то $K_{0\ \text{пред}} = 50$ раз. Практически усиление каскада исчисляется на волнах радиовещательных диапазонов единицами и десятками, реже — свыше сотни раз.

Переходим к вопросу об избирательности каскада. В первую очередь определим его полосу пропускания, для чего найдем эквивалентную добротность каскада в целом:

$$Q_{\text{э}} = \frac{1}{G_{\text{общ}}\rho} = \frac{1}{(G_{\text{к}} + G_i + G_{\text{c}})\rho}.$$

Когда проводимости G_i и G_{c} малы в сравнении с резонансной параллельной проводимостью контура, тогда $Q_{\text{э}} \approx Q_{\text{к}}$. Полоса пропускания

$$\Pi = \frac{f_0}{Q_{\text{э}}} = f_0 G_{\text{общ}}\rho. \tag{12-11}$$

Все сказанное подтверждает достоинства пентода для усиления радиосигнала.

Если взять каскад с добротностью $Q_{\text{э}} = 80$, то на частоте $f_0 = 80$ *кгц* (т. е. при длине волны $\lambda = 3\,750$ *м*) полоса пропускания $\Pi = f_0/Q_{\text{э}} = 1\,000$ *гц*. Такая полоса совершенно непригодна для радиотелефонного приема. И действительно, на волнах свыше 2 000 *м* радиотелефонная передача вовсе не применяется. Если же при той же добротности контура частота $f_0 = 800$ *кгц* (т. е. $\lambda = 375$ *м*), то полоса $\Pi =$

10 000 *гц*, что вполне нормально для радиовещательного приема. Наконец, если перейти в диапазон коротких волн и взять частоту сигнала $f_0 = 8$ *Мгц* (т. е. $\lambda = 37{,}5$ *м*), то полоса пропускания $П = 100\,000$ *гц*, что явно избыточно для радиотелефонии и приносит ущерб избирательности приемника.

Значит, на длинных волнах приходится иногда умышленно расширять полосу пропускания по сравнению с достижимой ее величиной. На коротких же волнах полоса пропускания всегда получается более широкой, нежели это необходимо по соображениям избирательности радиотелефонного приема. Именно такие свойства резонансных систем и резонансных усилителей и приводят к целесообразности супергетеродинного метода приема, т. е. приема с преобразованием частоты любого сигнала в промежуточную частоту, которая позволяет обеспечить требуемую ширину полосы при нормальной добротности контуров усилителей. Обычно для радиотелефонии промежуточная частота составляет 465 *кгц* (т. е. $\lambda \approx 645$ *м*). Для приема художественного вещания с частотной модуляцией и для телевизионного приема спектры сигналов значительно шире, а потому и выбор промежуточной частоты производится в других диапазонах.

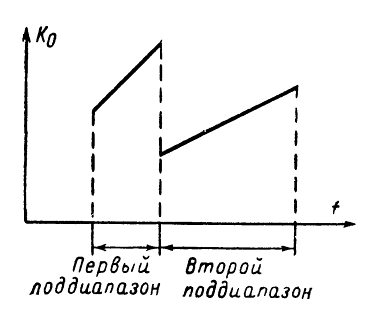


Рис. 12-14. Неравномерность усиления в поддиапазонах.

Коэффициент прямоугольности резонансного каскада, как и любой одноконтурной системы, равен 10%. При нескольких каскадах прямоугольность повышается.

Обращаясь к оценке неравномерности усиления в диапазоне при перестройке контура конденсатором переменной емкости, вернемся к формуле (12-10) и положим приближенно $G_{общ} \approx G_к = 1/Q_к\rho$; тогда мы можем написать:

$$K_0 \approx SQ_к\omega_0 L. \tag{12-12}$$

При перестройках можно считать изменяющейся лишь частоту ω_0. Следовательно, усиление растет в диапазоне п р о п о р ц и о н а л ь н о ч а с т о т е. При переходе на поддиапазон более коротких волн переключается L на меньшую катушку, а тем самым снижается и средний уровень усиления. Эти свойства показаны на рис. 12-14, где представлена зависимость резонансного коэффициента усиления от частоты настройки приемника для двух поддиапазонов. Конечно, приемник оценивается по усилению в н а и х у д ш е й т о ч к е, а потому существенная неравномерность внутри поддиапазона и при смене поддиапазонов вредна.

Неравномерность усиления можно компенсировать обратной неравномерностью коэффициента передачи входного устройства (см. рис. 12-8). Однако можно выравнивать общее усиление нескольких каскадов ($K_{общ} = K_{01}\, K_{02} \ldots$), применяя разные схемы каскадов. Одновременно многокаскадная схема повышает и избирательность.

На рис. 12-15 дана для примера схема двухкаскадного резонансного усилителя, пригодного для средних волн. В отличие от схемы на рис. 12-13 здесь мы видим индуктивные связи между колебательными контурами и анодными цепями ламп. При этом конденсаторы $C_р$ и резис-

торы R_c не нужны. Настройка контуров обоих каскадов сопряжена посадкой роторов их конденсаторов переменной емкости на общую ось (показано штриховой линией). Для уточнения настройки включены параллельные подстроечные конденсаторы $C_п$.

В анодную цепь первого каскада помещена лишь катушка связи $L_{св}$, имеющая с катушкой контура L коэффициент взаимоиндукции M. Называя коэффициентом трансформации отношение $m = M/L$, можно получить для коэффициента усиления такого каскада формулу

$$K_0 \approx SmQ_к\omega_0L. \qquad (12\text{-}13)$$

Практически $m < 1$; поэтому усиление уменьшается в сравнении с усилением, определяемым формулой (12-12). Уменьшать усиление может потребоваться: во-первых, для выравнивания среднего значения K_0 между поддиапазонами; во-вторых, для достижения устойчивой ра-

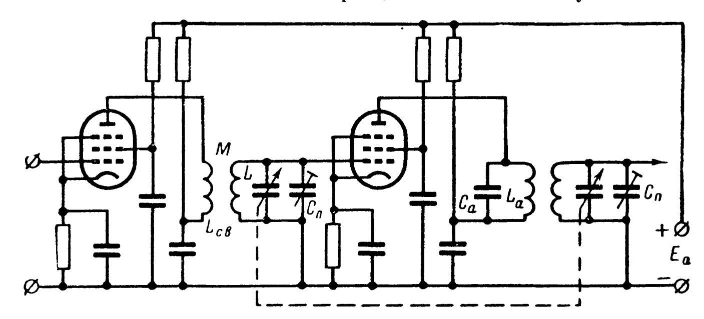


Рис. 12-15. Пример двухкаскадного резонансного усилителя на пентодах.

боты усилителя; в-третьих, для ослабления шунтирующего влияния выходной проводимости лампы на резонансный контур.

Второй каскад отличается от первого включением конденсатора C_a параллельно анодной катушке L_a. Этот конденсатор настраивает анодную цепь на частоту $\omega_a < \omega_{0\,мин}$ и, подобно входному устройству с индуктивной связью, выравнивает усиление внутри поддиапазона (см. рис. 12-8).

Обратимся к транзисторным резонансным усилителям. Высокочастотные транзисторы характеризуются большой граничной частотой и малой внутренней проводимостью обратной связи. Для резонансных каскадов основной является схема с общим эмиттером.

На рис. 12-16 изображаются два варианта резонансных каскадов. Первый из них (рис. 12-16,*а*) имеет автотрансформаторные подключения коллектора и выхода к колебательному контуру LC с коэффициентами трансформации m_1 и m_2 соответственно. Такие подключения совершенно необходимы, если учесть, что выходная проводимость данного транзистора и входная проводимость следующего весьма значительны; при полном включении контура эти проводимости зашунтировали бы его до потери избирательности. Контур состоит из катушки L (с отводами m_1 и m_2); конденсатора переменной емкости C и последовательных сравнительно больших конденсаторов C_1 и C_2, причем C_1 защищает катушку на случай замыкания пластин конденсатора C. Остальные детали схемы известны

из гл. 9 (конечно, разделительная емкость $C_р$ требуется значительно меньшей, чем в усилителях низкой частоты). Второй вариант каскада (рис. 12-16, *б*) имеет индуктивную связь цепи коллектора с контуром (т. е. $m_1 \approx M/L$) и автотрансформаторный выход ($m_2 \approx L_2/L$, где L_2 — индуктивность витков между зажимом базы и корпусом). Здесь отпадает необходимость в конденсаторах C_1 и C_2, поскольку контур не соединен с источником питания.

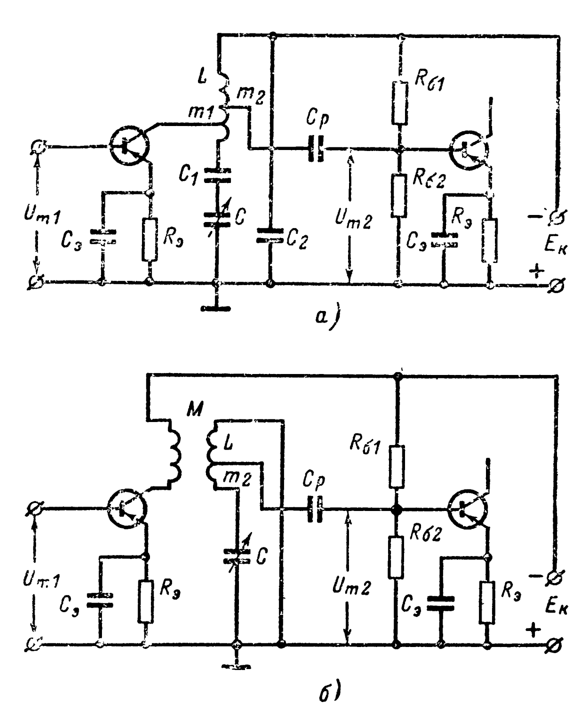


Рис. 12-16. Схемы транзисторных резонансных усилительных каскадов.

а — с двойным автотрансформаторным включением контура; *б* — с индуктивной связью контура и цепи коллектора и автотрансформаторным включением следующего каскада.

Пользуясь изложенными выше сведениями о пересчете элементов схемы к зажимам контура [см. формулу (12-9)], мы произведем такой пересчет и изобразим получающуюся в результате этого эквивалентную схему (рис. 12-17). В ней ток генератора сигнала SU_{m1}, перечисленный к полным зажимам контура, должен быть умножен на m_1, чтобы мощность питания осталась неизменной; выходное напряжение U_{m2}, перечисляемое к зажимам контура, следует разделить на m_2, учитывая понижающую трансформацию напряжения на выходе. Проводимости же при полном подключении к контуру должны умножаться на m_1^2 и m_2^2 соответ-

ственно. Выходную активную проводимость считаем равной g_{22}, а за входную проводимость следующего каскада приближенно принимаем g_{11}. Индуктивная проводимость и все емкостные ветви схемы при параллельном резонансе взаимно компенсируются; полагая для схемы на рис. 12-17 условие резонанса на частоте сигнала выполненным, мы совсем не показываем реактивных ветвей.

Исследуем усиление и избирательность каскада. Для эквивалентной схемы усиление, очевидно, составит по общему правилу:

$$K_{0\,\text{экв}} = \frac{S}{G_{\text{общ}}} = \frac{S}{m_1^2 g_{22} + G_\text{к} + m_2^2 g_{11}} = \frac{U_{m2}}{m_2} : m_1 U_{m1},$$

где $G_\text{к}$ — резонансная (активная) параллельная проводимость самого контура ($G_\text{к} = 1/Q_\text{к}\rho$).

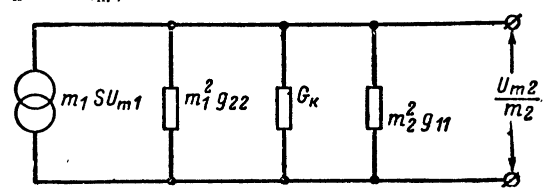


Рис. 12-17. Эквивалентная приведенная схема транзисторного каскада в положении резонанса.

Действительный же коэффициент усиления напряжения каскада

$$K_0 = \frac{U_{m2}}{U_{m1}} = K_{0\,\text{экв}} m_1 m_2 = \frac{S}{G_{\text{общ}}} m_1 m_2. \qquad (12\text{-}14)$$

Эквивалентную добротность каскада (т. е. контура, шунтируемого пересчитанными проводимостями) найдем на основании формулы (12-8) в виде

$$Q_\text{э} = \frac{1}{G_{\text{общ}}\rho} = \frac{1}{\rho\,(G_\text{к} + m_1^2 g_{22} + m_2^2 g_{11})}, \qquad (12\text{-}15)$$

а полоса пропускания каскада окажется равной

$$\Pi = \frac{f_0}{Q_\text{э}}.$$

Неравномерность усиления в диапазоне аналогична неравномерности лампового каскада с полным включением контура.

Как мы знаем, транзисторный каскад более полно оценивается по величине *усиления мощности*. В общем виде можно выразить коэффициент усиления мощности формулой

$$K_\text{м} = \frac{P_{\text{вых}}}{P_{\text{вх}}} = \frac{U_{m2}^2 g_{\text{вых}}}{U_{m1}^2 g_{\text{вх}}},$$

где $g_{\text{вых}}$ — нагрузочная проводимость данного каскада, а $g_{\text{вх}}$ — его же входная проводимость. Если считать проводимость $g_{\text{вых}} = g_{11}$ и проводимость $g_{\text{вх}} = g_{11}$ (т. е. данный каскад принять одинаковым со следующим), то

$$K_\text{м} = K_0^2.$$

Наконец, если пренебречь потерями в самом контуре, т. е. полагать $G_к$ равным 0 и согласовать данный каскад с последующим путем выбора коэффициентов трансформации из условия равенства проводимостей генератора и потребителя

$$m_1^2 g_{22} = m_2^2 g_{11}, \tag{12-16}$$

т. е. выбрать

$$\frac{m_1}{m_2} = \sqrt{\frac{g_{11}}{g_{22}}},$$

то коэффициент усиления напряжения из формулы (12-14) приобретет вид:

$$K_{0\,согл} = \frac{m_1 m_2 S}{m_1^2 g_{22} + m_2^2 g_{11}} = \frac{m_1 m_2 S}{2 m_1^2 g_{22}} = \frac{S}{2}\frac{m_2}{m_1 g_{22}} = \frac{S}{2\sqrt{g_{22} g_{11}}}. \tag{12-17}$$

Усиление мощности при согласовании:

$$K_{м.\,согл} = K^2_{0\,согл} = \frac{S^2}{4 g_{22} g_{11}}. \tag{12-18}$$

Именно этим, так сказать, идеализированным показателем можно оценивать самый транзистор. Так, если известно, что $g_{22} = 1$ *мсим*, $g_{11} = 4$ *мсим* и $S = 30$ *мсим*, то $K_{м.\,согл} = 30^2/4 \cdot 1 \cdot 4 \approx 56$ раз (17,5 *дб*).

Еще раз напомним, что высокочастотные параметры транзистора отличаются от низкочастотных, причем в хороших справочниках дается зависимость параметров от частоты. Однако если каскад предназначен для усиления на частотах, значительно меньших граничной частоты транзистора, то можно приближенно брать низкочастотные значения параметров, как это было сказано, например, в § 9-2.

12-4. УСИЛИТЕЛИ ПРОМЕЖУТОЧНОЙ ЧАСТОТЫ

Усилители сигналов промежуточной частоты супергетеродинных приемников также содержат в своих каскадах колебательные системы. Но в отличие от диапазонных каскадов, описанных выше, каскад промежуточной частоты имеет неизменную (фиксированную) настройку контура, и эта настройка определяет значение промежуточной частоты $f_{пр}$, установленной для данного приемника. Как мы уже сказали, для радиовещательных приемников $f_{пр}$ выбирается чаще всего около 465 *кгц* ($\lambda \approx 645$ *м*). При фиксированной настройке имеется возможность включать в каждом каскаде не один, а два и даже больше колебательных контуров, образующих полосовой фильтр. Такие усилители промежуточной частоты называются полосовыми усилителями. Они способны обеспечить лучшую избирательность, нежели одноконтурные.

На рис. 12-18, *а* изображена ламповая схема каскада усиления промежуточной частоты с двухконтурным фильтром. Первый контур *LC*-фильтра включен непосредственно в анодную цепь, а второй связан с первым индуктивно и подключен к входу следующего каскада. Конструктивно катушки *L* имеют малые размеры и снабжаются сердечниками из магнитодиэлектрика, позволяющими уточнять настройку контуров. Оба контура настроены на одну и ту же промежуточную частоту.

Усиление полосового каскада зависит не только от параметров лампы и контура, но и от степени связи между контурами. При критической связи, т. е. при такой ее величине, когда активное сопротивление, вно-

симое из второго контура в первый, равно собственному его активному сопротивлению, коэффициент усиления на резонансной частоте будет вдвое меньше, чем для одноконтурного каскада, так как колебательная мощность распределяется поровну между двумя контурами. Исходя из формулы (12-10), напишем:

$$K_{0\,\text{крит}} \approx \frac{S}{2G_{\text{общ}}} = \frac{SQ_э\omega_0 L}{2}. \tag{12-19}$$

Здесь $Q_э$ — эквивалентная добротность каждого из контуров с учетом шунтирующих влияний ламп, но без учета взаимно вносимых сопротив-

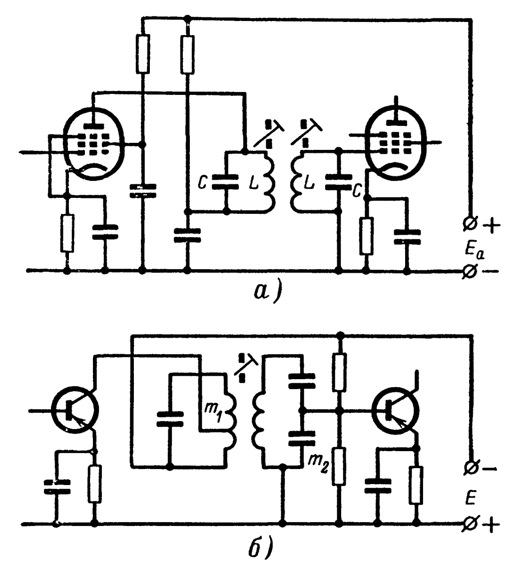


Рис. 12-18. Схемы полосовых усилителей промежуточной частоты.

а — на пентодах; *б* — на транзисторах.

лений. Эквивалентные добротности приближенно можно считать равными для обоих контуров.

Так, например, если эквивалентная резонансная проводимость каждого контура $G_{\text{общ}} = 0{,}1$ *мсим*, а крутизна лампы $S = 4$ *мсим*, то усиление напряжения $K_{0\,\text{крит}} = 20$. Заметим, что критическое значение коэффициента связи контуров определяется из соотношения $k_{\text{крит}} = 1/Q_э$; при $Q_э = 50$ $k_{\text{крит}} = 2\%$.

Говоря об избирательности полосового усилителя, обратимся к рис. 3-6 из главы о связанных контурах. Там пояснялось, что каждая резонансная характеристика двухконтурной системы имеет более плоскую «вершину» и более крутые «скаты», чем характеристика одиночного контура. В частности, при связи больше критической резонансные кривые являются двугорбыми, а полоса пропускания каскада приблизительно равна разнице между частотами связи, даваемыми в формулах (3-15)

и (3-16). Коэффициенты прямоугольности таких каскадов зависят от степени связи контуров, но они, конечно, значительно больше, чем для одиночного контура (т. е. больше 10%). Пример двугорбой характеристики дается на рис. 12-19; здесь изображена зависимость относительной величины усиления от расстройки.

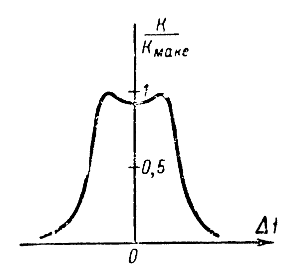


Рис. 12-19. Частотная характеристика каскада полосового усиления.

Однако двугорбая форма резонансной характеристики не является самой распространенной: она усложняет настройку, а при сильной связи и при многих каскадах может углубиться провал на средней частоте в ущерб усилению несущего колебания сигнала. Чаще всего выбирается критическая связь (или близкое к ней значение). Полоса пропускания каскада при критической связи контуров

$$П_{крит} = \frac{\sqrt{2}\, f_0}{Q_э}, \qquad (12\text{-}20)$$

т. е. в 1,41 раза больше, чем для одиночного контура той же добротности. Коэффициент же прямоугольности характеристики такого каскада

$$\frac{П_{крит}}{2\Delta f_{0,1\,крит}} \approx 0{,}32 \quad (\text{или} \quad 32\%).$$

Таково главное достоинство полосового каскада, ради которого жертвуют величиной усиления напряжения. Впрочем, при современных лампах с большой крутизной желаемое усиление достигается небольшим числом каскадов промежуточной частоты (в радиовещательных приемниках — один, два, реже три каскада).

На рис. 12-18, *б* показана транзисторная схема каскада усиления промежуточной частоты с двухконтурным фильтром. Характерно то, что для сохранения высокой добротности контуров приходится ослаблять их шунтирование выходной и входной проводимостями каскадов, применяя неполное включение контуров (коэффициенты включения m_1 и m_2).

Рис. 12-20. Схема полосового фильтра с емкостной связью контуров.

Усиление каскада при критической связи контуров по аналогии с формулами (12-14) и (12-19):

$$K_{0\,крит} = \frac{S}{2G_{общ}} m_1 m_2 = \frac{SQ_э \omega_0 L m_1 m_2}{2}. \qquad (12\text{-}21)$$

Величины m_1 и m_2 выбираются по допустимому ухудшению добротностей в сравнении с добротностями самих контуров, как было показано, например, в формуле (12-9).

Полоса пропускания транзисторного каскада при критической связи контуров выразится формулой (12-20), как и для лампового, и избирательность будет аналогичной. При выборе типа транзистора для полосового каскада можно считать одним из показателей идеализированный коэффициент усиления мощности $K_{м.согл}$, приведенный в формуле (12-18).

Этот показатель для двухконтурного каскада оказывается таким же, как и для одноконтурного, потому что мы пренебрегаем здесь потерями в самих контурах.

Помимо описанных выше каскадов с фильтрами, которые имеют индуктивную связь контуров, встречаются каскады с фильтрами, имеющими связь через «внешнюю» емкость (рис. 12-20). В этом случае можно подстраивать каждый контур сердечником на нужную частоту, а связь выбирать емкостью C (обычно несколько пикофарад).

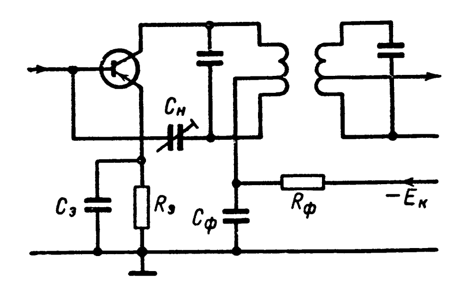


Рис. 12-21. Полосовой каскад с нейтрализацией емкости C_{12}.

Для транзисторных усилителей (особенно для тех, транзисторы которых имеют граничную частоту, не очень превосходящую значение промежуточной частоты) иногда применяется нейтрализация внутренней обратной связи, способной нарушить желательные свойства каскада. Нейтрализация (рис. 12-21) осуществляется подачей с выхода на вход через нейтрализующую емкость $C_н$ напряжения, равного и противоположного по фазе напряжению, которое воздействует на вход через внутреннюю емкость C_{12}. Обратная фаза нейтрализующего напряжения достигается присоединением цепи нейтрализации к обратному концу катушки первого контура, имеющей промежуточный вывод к источнику коллекторного питания. Активная проводимость обратной связи g_{12} в высокочастотных транзисторах, как правило, мала и не требует нейтрализации.

12-5. РАДИОПОМЕХИ

Помехой радиоприему называется электрическое (или магнитное) воздействие на приемник, не являющееся принимаемым сигналом, но создающее звук (шум) в громкоговорителе, искажение записи на телеграфной ленте или же появление полос и вспышек на экране телевизора.

Источниками помех могут быть посторонние радиопередатчики, электрические процессы естественного происхождения, установки электрооборудования, флуктуации электронов в цепях и лампах приемника. По форме напряжений, создаваемых в приемнике, помехи можно разделить на периодические, импульсные и гладкие.

Для радиоприема, особенно на коротких волнах, наибольшие осложнения причиняют помехи от посторонних передатчиков: ведь количество и мощности радиостанций в мире непрерывно возрастают, а распространение коротких волн возможно на далекие расстояния. Этого вида помехи по своей форме являются обычно периодическими, т. е. каждой из них свойственна определенная частота или, вернее сказать, определенный ограниченный спектр частот. Поэтому те меры повышения частотной избирательности приемников, которые были описаны выше, предназначены именно для борьбы с помехами от посторонних передатчиков. Обобщенно можно сказать, что такие меры сводятся к

достижению высокой прямоугольности резонансной характеристики приемника (см. рис. 12-3) при полосе пропускания, соответствующей ширине спектра сигнала.

Дополнительным средством избирательности может служить применение антенн направленного приема. В практике профессиональной радиосвязи между двумя определенными корреспондентами, расположенными стационарно, направленный прием (как и направленная передача) обязателен. В радиоприемной практике возможно использование магнитной антенны, ориентируемой максимумом характеристики направленности на принимаемую станцию или же минимумом (нулем) на станцию, которая создает наиболее опасную помеху.

К помехам естественного происхождения относится в первую очередь воздействие разрядов атмосферного электричества. Эти воздействия проявляются как короткие «трески» или более длительные «шорохи» в громкоговорителе. Часть таких помех возникает в результате грозы вблизи приемной установки, часть создается полем, распространяющимся из тропических районов. С повышением географической широты уровень атмосферных помех в среднем понижается. Летом они несравненно сильнее, чем зимой.

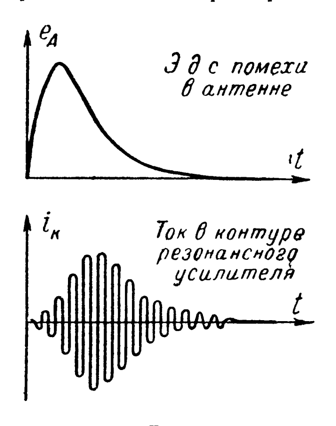


Рис. 12-22. Воздействие импульсной помехи.

Электродвижущие силы, наводимые атмосферными разрядами в приемной антенне, носят преимущественно характер импульсов, т. е. представляют собой короткие электрические «толчки», способные создавать в колебательных контурах приемника затухающие разряды на собственной частоте контура (рис. 12-22). Так как импульс не имеет собственной несущей частоты, то нельзя говорить о настройке или об отстройке приемника по отношению к атмосферным помехам. Однако уровень помех существенно зависит от того, в каком диапазоне ведется радиоприем. Наибольшее действие оказывают атмосферные помехи на длинных волнах, а на ультракоротких они практически не нарушают приема.

Объяснить это можно следующим физическим свойством импульсной помехи. Если апериодический импульс разложить на составляющие колебания, то получится бесконечный спектр, состоящий из колебаний разных частот — от самых низких до самых высоких. Однако в этом спектре относительно большей энергией будут обладать те составляющие колебания, периоды которых близки к продолжительности импульса. Но импульс атмосферной помехи длится десятки микросекунд; именно поэтому такие помехи наиболее опасны на длинных волнах, что хорошо знакомо радиолюбителям.

К помехам естественного происхождения мы отнесем также импульсы напряжения, наводимые в приемной антенне ударами в нее снежинок, песчинок (электризация трением), и электризацию антенны статическим атмосферным полем.

Помехи от установок электрооборудования, размещающегося вблизи приемной антенны, иногда называют промышленными (или

индустриальными) **помехами**. Они создаются в результате резких изменений электрического и магнитного полей установок, если эти поля воздействуют на приемную антенну. Поля изменяются при коммутации тока в установках, особенно если эта коммутация сопровождается искрообразованием. Следовательно, источниками промышленных помех могут быть, например, коллекторные электродвигатели, электрические реле и звонки, выключатели, телеграфные аппараты, медицинское оборудование и т. д.

Электродвижущие силы, наводимые в приемной антенне этими источниками помех, носят также преимущественно импульсный характер. Следовательно, отстроиться от них нельзя, но в соответствии с длительностью импульсов максимум энергии помех может лежать в определенном диапазоне волн. Например, помехи от системы зажигания автомобилей заметны в диапазоне телевизионных передач.

Существенными мерами ослабления промышленных помех могут служить экранировка этих источников, препятствующая воздействию их полей на приемную антенну, а также фильтрация по радиочастоте (блокировка) силовых цепей, препятствующая проникновению токов помехи в приемник по проводам электропитания (рис. 12-23). Борьба с этими помехами в городах должна проводиться в законодательном порядке. В сельской местности уровень промышленных помех гораздо ниже, нежели в большом городе.

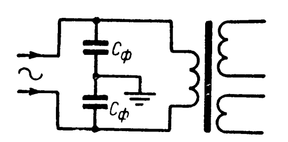


Рис. 12-23. Защита питающего трансформатора приемника от промышленных помех.

На сверхвысоких частотах (особенно на дециметровых и сантиметровых волнах) атмосферные и промышленные помехи не являются решающими в смысле определения необходимой напряженности поля сигнала, обеспечивающей превосходство его над помехой. Минимальная напряженность поля сигнала, необходимая для приема, определяется **шумами**, возникающими в результате хаотических (беспорядочных) движений электронов в приборах и цепях самого приемника.

Предположим, что мы решили повышать чувствительность приемника, т. е. делать его восприимчивым к сигналам все с меньшими и меньшими амплитудами. С этой целью мы будем увеличивать число каскадов. Если бы нам удавалось при этом устранять влияние обратной связи и воздействие посторонних помех, мы дошли бы рано или поздно до порога чувствительности, ниже которого сигнал стал бы заглушаться шумами внутреннего происхождения.

Одним из источников шумового напряжения являются обычные сопротивления во входных цепях усилителя. Мы привыкли считать сопротивление пассивным элементом, который сам по себе не является источником колебаний. Однако в действительности внутри материала сопротивления совершаются хаотические движения электронов («свободных» электронов, т. е. электронов проводимости). Чем выше температура сопротивления, тем интенсивнее эти движения. Хаотический ток создает между концами сопротивления R переменное напряжение со случайными амплитудами и частотами.

Среднее значение этого хаотического напряжения равно нулю. Но отклонения напряжения от нуля в ту или другую сторону (эти отклонения называются **флуктуациями**) воздействуют на вход усилителя. И если пики флуктуаций соизмеримы с амплитудами сигнала на входе, то сигнал на выходе может оказаться

неразборчивым на фоне внутренних помех, воспринимаемых на слух как шум.

Шумы внутреннего происхождения можно слышать при большом усилении от входа приемника до громкоговорителя. Эти шумы носят характер шипения, т. е. звука, не имеющего определенной звуковой частоты. Этим шум и отличается от тона.

В спектральном смысле шум представляет собой хаотическую сумму бесконечного числа элементарных колебаний с произвольными соотношениями частот и со случайными фазовыми соотношениями. Спектр шума простирается на все диапазоны радиочастот, причем мощность шума в отличие от мощности импульсных раздельных помех распределена по оси частот равномерно. Но в длинноволновых и средневолновых радиовещательных приемниках, имеющих сравнительно узкую полосу пропускания, обычно шумовые помехи не играют существенной роли на фоне помех внешнего происхождения. Заботиться об уменьшении шумов приходится на сверхвысоких частотах.

Другим источником флуктуаций, ограничивающих чувствительность приемно-усилительной аппаратуры, являются хаотические колебания токов внутри ламп и полупроводниковых приборов, особенно в первом (входном) каскаде. Причиной флуктуации анодного тока лампы оказывается в первую очередь неравномерность вылета электронов из катода. В среднем за конечные промежутки времени анодный ток лампы при отсутствии сигнала постоянен. Однако если сравнивать количества электронов, испускаемых катодом за одинаковые весьма короткие промежутки времени, то они окажутся несколько различными. Это означает, что анодный ток лампы имеет флуктуации около своего среднего значения и способен создавать шумовое напряжение на входе следующего каскада. Точно так же нельзя назвать строго постоянным коллекторный ток транзистора.

Уровень шумов тем больше, чем в ы ш е т е м п е р а т у р а шумящих сопротивлений. В условиях комнатной температуры на этот фактор повлиять трудно. Уровень (мощность) шумов увеличивается п р о п о р ц и о н а л ь н о ш и р и н е п о л о с ы пропускания, так как с расширением полосы расширяется и спектр случайных частот флуктуаций, проходящий в эту полосу. Следовательно, для телевизионного приема шумы более опасны, чем для радиовещательного. Наконец, шум лампы зависит от ч и с л а е е э л е к т р о д о в: чем больше сеток имеет лампа, тем больше причин неравномерности электронного потока в ней. С этой точки зрения выгоднее иметь на входе приемника триод, нежели пентод. Однако большая междуэлектродная емкость триода создает столь сильную обратную связь, что в каскаде возникает генерация собственных колебаний, при которой невозможно усиление сигнала.

Для того чтобы в резонансных усилителях (особенно на ультракоротких волнах) оказалось возможным применение триодов, их включают по так называемой к а с к о д н о й с х е м е[1] (рис. 12-24). Две лампы этой схемы включены по отношению к анодной батарее последовательно. Первый каскад содержит лампу $Л_1$, работающую в схеме с общим катодом. Во втором же каскаде к общей точке (к корпусу усилителя) присоединена (по переменному току) через конденсатор C сетка лампы $Л_2$. Следовательно, вторая лампа работает по схеме с общей сеткой. Именно это сочетание каскадов с общим катодом и с общей сеткой и является

---

[1] Сочетание каскадов с общим катодом и с общей сеткой получило название «каскодная схема», и это название вошло в нашу литературу, хотя его нельзя признать удачным.

признаком каскодной схемы. Напряжение смещения на сетку первой лампы создается анодным током в резисторе $R_к$, а смещение на сетку второй лампы относительно ее катода получается с помощью делителя R_1 R_2 от анодного источника $E_а$.

Итак, между зажимами анод — катод первой лампы в качестве нагрузочного сопротивления включен вход (зажимы катод — сетка) второй лампы. Входное сопротивление каскада с общей сеткой (так же как и транзисторного каскада с общей базой) очень невелико. Оно имеет значение $R_{вх2} \approx 1/S$, где S — крутизна лампы. Следовательно, при крутизне, например, 4 *мсим*, входное сопротивление составит около 250 *ом*. Физически это объясняется прохождением переменного анодного тока лампы через участок ее входной цепи, чем и снижается входное сопротивление.

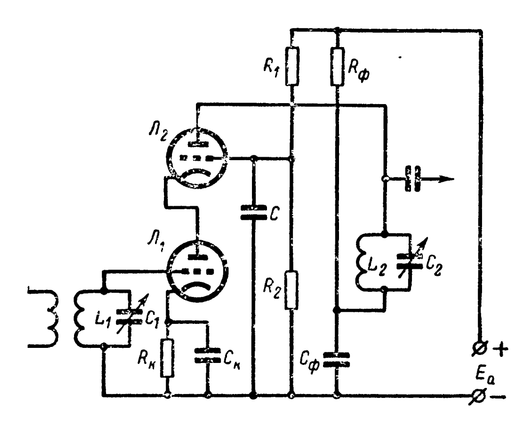


Рис. 12-24. Каскодная схема усилителя высокой частоты.

Первая лампа, имея столь малое нагрузочное сопротивление, сохранит свой нормальный усилительный режим, несмотря на большую проходную емкость триода. При этом коэффициент усиления первого каскада будет лишь около единицы ($SR_э = SR_{вх2} = S/S$). Но входное сопротивление первой лампы, шунтирующее контур L_1C_1, оказывается большим и не ухудшает его добротности.

Вторая же лампа имеет нормальный коэффициент усиления, работая на выходной контур L_2C_2. Обратная связь в ней была бы возможна через емкость анод — катод; однако между анодом и катодом расположена заземленная сетка, выполняющая функцию экрана. Таким образом, каскодная схема обеспечивает уменьшенную мощность шумов, высокое входное сопротивление и усиление, свойственное одной лампе. Схема эта может выполняться на двойном триоде, а также и на транзисторах.

Возникновение шумов в приемнике начинается в антенне. К шумам, создаваемым активным сопротивлением антенны, прибавляется мощность шумов, наводимых в антенне радиацией Земли и космической радиацией. Затем в общую мощность шумов добавляются шумы цепей и электронных приборов приемника.

Чтобы оценить, насколько дополнительные источники шумов ухудшают качество приемника сверхвысоких частот, вводится понятие о коэф-

фициенте шума. *Коэффициентом шума* приемника называется число, показывающее, во сколько раз общая мощность шумов больше мощности шумов, создаваемых только активным сопротивлением антенны:

$$N = \frac{P_{ш.\,общ}}{P_{шA}}.$$

Коэффициент шума всегда больше единицы; с улучшением шумовых свойств усилителя этот коэффициент приближается к единице.

Существуют пути уменьшения мощности шумов с помощью криогенной (холодильной) техники, с доведением температуры входных цепей до значения, близящегося к абсолютному нулю (практически ниже — 200° С). Но в качестве активных приборов в этом случае применяются не обычные лампы или транзисторы, а так называемые квантовомеханические и параметрические усилители. Их значение очень велико в ряде специальных областей радиотехники — таких, как космическая связь, радиоастрономия, радиолокация и др. В телевизионных приемниках охлаждаемые усилители еще не применяются.

12-6. ПРЕОБРАЗОВАТЕЛИ ЧАСТОТЫ СУПЕРГЕТЕРОДИНОВ

Возвратимся к структурной схеме супергетеродина, которая давалась на рис. 12-5. Мы уже говорили, что преобразование частоты сигнала имеет целью выбор такой промежуточной частоты, на которой получалась бы необходимая полоса пропускания при нормальной добротности контуров для заданного диапазона принимаемых волн.

Супергетеродинный принцип позволяет достигнуть высокой чувствительности благодаря усилению в трех областях частот и выбору добротных контуров. Обеспечивается получение высокой избирательности, так как постоянная настройка каскадов промежуточной частоты допускает применение полосовых усилителей. Основное усиление сигнала происходит на неизменной промежуточной частоте, а потому при перестройках и при смене поддиапазонов чувствительность сохраняется достаточно постоянной. Наконец, большое усиление по промежуточной частоте позволяет получить на входе детектора мощность сигнала, необходимую для успешного детектирования и для управления автоматическими устройствами (автоматическая регулировка усиления, визуальная индикция настройки, автоподстройка и др.).

Итак, для супергетеродина важнейшим процессом оказывается *преобразование частоты* сигнала в промежуточную частоту; этот процесс выполняется в преобразователе частоты, структура которого представлена на рис. 12-25. Схема состоит из гетеродина, т. е. автогенератора малой мощности, непрерывно генерирующего колебания собственной частоты f_2, затем из «смесителя», на который воздействуют одновременно колебания сигнала на частоте f_1 и колебания гетеродина, и, наконец, из фильтра промежуточной частоты. Из гл. 11 мы уже знаем принцип преобразования частоты: «смеситель» должен быть нелинейным прибором, и в нем под совместным действием колебаний с частотами f_1 и f_2 создаются колебания суммарной частоты $f_2 + f_1$ и разностной частоты $f_2 - f_1$. Следовательно, название «смеситель» неудачно, потому что в нем происходит не простое «смешивание» существующих колебаний, а образование процессов с совершенно новыми частотами; такую задачу

может выполнять нелинейный прибор (диод, усилительная лампа или транзистор).

В супергетеродине промежуточная частота $f_{пр}$ определяется (так сказать, фиксируется) настройкой фильтра, включенного на выходе смесителя. Получается же эта частота как разностная между частотами гетеродина и сигнала ($f_{пр} = f_2 - f_1$); колебание суммарной частоты не используется. Если бы гетеродин настраивался отдельно от преселектора (преселектором, т. е. блоком предварительной избира-

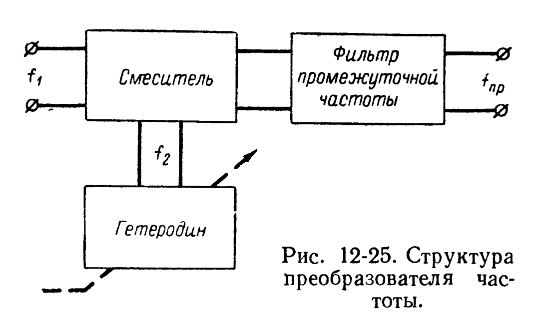


Рис. 12-25. Структура преобразователя частоты.

тельности, называется тракт с частотой приходящего сигнала, т. е. входное устройство и диапазонные усилительные каскады), то настройка гетеродина была бы двузначной. Действительно, одна и та же промежуточная частота может быть получена при «верхней» настройке гетеродина ($f_{пр} = f_2 - f_1$) и при «нижней» его настройке ($f_{пр} = f_1 - f_2$). Эти возможности иллюстрируются на рис. 12-26, где по горизонтальной оси откладываются значения f_2 частоты гетеродина при его перестройке и отмечена частота f_1 принимаемого сигнала, а по вертикальной оси отложены соответствующие абсолютные значения разностной частоты, среди которых фиксированная промежуточная частота $f_{пр}$. При перестройках гетеродина влево и вправо от резонанса с сигналом достигается значение $f_{пр}$. Иначе говоря, в равной мере пригодна «верхняя» настройка гетеродина $f_{2в} = f_1 + f_{пр}$ и «нижняя» $f_{2н} = f_1 - f_{пр}$.

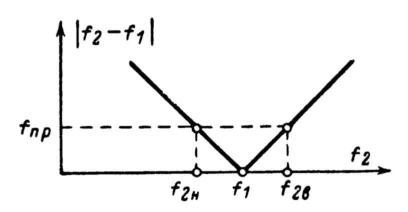


Рис. 12-26. Верхняя и нижняя настройки гетеродина.

Но настройку супергетеродина требуется выполнять при помощи одной ручки (сопряженная настройка), для чего конденсатор контура гетеродина помещается на общей оси с конденсаторами преселектора. При перестройках частота гетеродина должна изменяться «параллельно» с частотой контуров преселектора, чтобы в каждой точке шкалы разность частот была постоянной и равной $f_{пр}$. Если так, то необходимо выбрать либо верхнюю, либо нижнюю настройку гетеродина и соответственно осуществлять сопряжение. В радиовещательных диапазонах удобна верхняя настройка, о которой мы и будем говорить; нижняя же настройка встречается в приемниках сверхвысо-

ких частот, где на пониженной частоте легче выбрать активный прибор и стабилизировать частоту гетеродина.

Эту желательную зависимость настроек контуров частоты сигнала (f_1) и контура гетеродина (f_2) от угла поворота блока одинаковых прямочастотных конденсаторов переменной емкости можно представить графиком (рис. 12-27,*а*). Обе настройки должны идти между собой параллельно с расстоянием по вертикали, равным $f_{пр}$. Но для того чтобы при одинаковых конденсаторах C частота гетеродина была выше частоты сигнала, придется взять в контуре гетеродина уменьшенную индуктивность ($L_г < L$):

$$\frac{1}{2\pi\sqrt{L_г C}} > \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}.$$

И при этом условии мы не получим желаемого результата: частота гетеродина будет при перестройке следовать штриховой (более крутой)

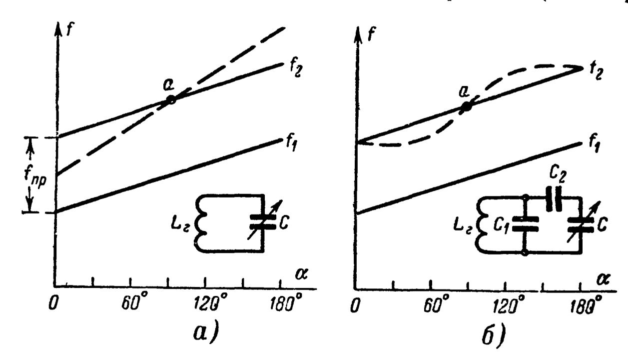


Рис. 12-27. Принцип сопряженной настройки гетеродина.

а — расхождение настроек при простом контуре; *б* — расхождение настроек при усложненном контуре.

линии. Истинное сопряжение окажется достигнутым лишь в одной точке (на нашем рисунке — для примера в средней точке *а*).

Чтобы уменьшить погрешность сопряжения, т. е. расхождение между сплошной и штриховой линиями f_2,в контур гетеродина включают дополнительно последовательный конденсатор C_2 и параллельный C_1 (рис. 12-27,*б*). В начале шкалы (на низших частотах) заметно влияние конденсатора C_2, который уменьшает большую емкость конденсатора C и тем самым повышает частоту до совпадения штриховой линии f_2 со сплошной. В конце шкалы (на высших частотах) заметно влияние конденсатора C_1, который увеличивает емкость контура и тем самым понижает частоту до совпадения штриховой линии f_2 со сплошной. Так достигается точное сопряжение в трех точках поддиапазона и уменьшение погрешности сопряжения в других точках. Усложненный контур в схеме гетеродина мы будем встречать во многих преобразователях частоты. Впрочем, в узких коротковолновых диапазонах с растянутыми шкалами достаточным оказывается сопряжение лишь в одной или двух точках.

Преобразователи частоты в ламповых приемниках длинных, средних и коротких волн выполняются преимущественно на специальных частотопреобразовательных лампах (см. гл. 8). Достоинства таких ламп за-

ключаются не только в экономии числа ламп в приемнике, но и в обеспечении выгодных условий взаимодействия гетеродина и смесителя внутри лампы. В качестве примера на рис. 12-28 дана схема преобразователя частоты на гептоде. В этой схеме гетеродинный контур включен в цепь первой (от катода) сетки лампы и имеет катодную обратную связь трехточечного типа. В гетеродинный контур входят индуктивность $L_г$ и емкости C, C_2 и C_1. Можно сказать, что анодом гетеродина служат все электроды, несущие положительный потенциал (вторая сетка, четвертая сетка и собственно анод). Автоколебание гетеродина участвует в управлении общим электронным потоком лампы, поддерживая между первой сеткой и катодом напряжение частоты f_2.

Напряжение сигнала, подаваемое с контура LC резонансного усилителя (или же входного устройства) на третью сетку гептода, также

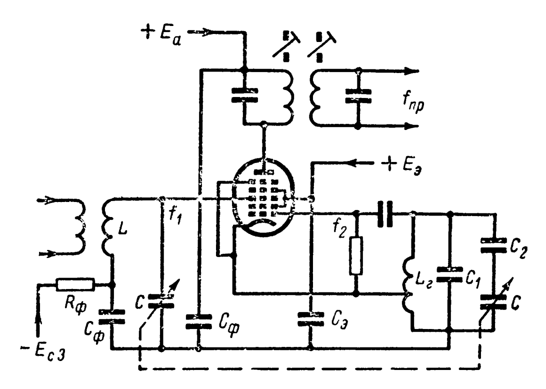


Рис. 12-28. Схема двухсеточного преобразователя частоты на гептоде.

участвует в управлении электронным потоком. Четвертая сетка, как и вторая, является экранирующей, а пятая — защитной. В анодной цепи благодаря изменениям крутизны лампы создаются не только токи с частотами f_1 и f_2, но и ток разностной частоты $f_{пр} = f_2 - f_1$. Этот ток питает двухконтурный полосовой фильтр, настроенный на требуемую частоту $f_{пр}$. Напряжение промежуточной частоты снимается с выхода фильтра на вход последующего усилительного каскада. Для того чтобы подчеркнуть воздействие напряжений сигнала и гетеродина на разные сетки лампы-усилителя, такой вид преобразования называют иногда «двухсеточным». Смещение на сигнальную (третью) сетку подается от источника — $E_{с3}$ через фильтрующее звено («развязку») $C_ф R_ф$.

Поясним физический процесс работы двухсеточного преобразователя частоты и дадим количественную оценку результатов преобразования. Дело в том, что односеточное преобразование пояснялось в гл. 11 нелинейностью, т. е. непостоянством крутизны характеристики тока, управляющегося совместным воздействием напряжений сигнала и гетеродина. Здесь же эти напряжения воздействуют на разные электроды, и потому недостаточно очевидно, какая крутизна является зависящей от напряжения гетеродина.

Основной характеристикой гептода будем считать зависимость анодного тока $i_а$ от напряжения на сигнальной (третьей) сетке $u_с$. Эта ха-

рактеристика подобна обычной анодно-сеточной характеристике пентода. Но если снимать такие характеристики при разных потенциалах гетеродинной (первой) сетки $u_г$, то получается «веерообразное» семейство (рис. 12-29, *а*): чем выше потенциал гетеродинной сетки, тем круче характеристика анодного тока по сигнальной сетке. Физически повышение крутизны анодного тока объясняется наличием в гептоде двух пространственных зарядов — перед первой сеткой и перед третьей сеткой. Когда поток электронов сквозь первую сетку возрастает, тогда увеличивается верхний пространственный заряд, который управляется напряжением сигнальной сетки, и анодный ток нарастает более резко при повышении

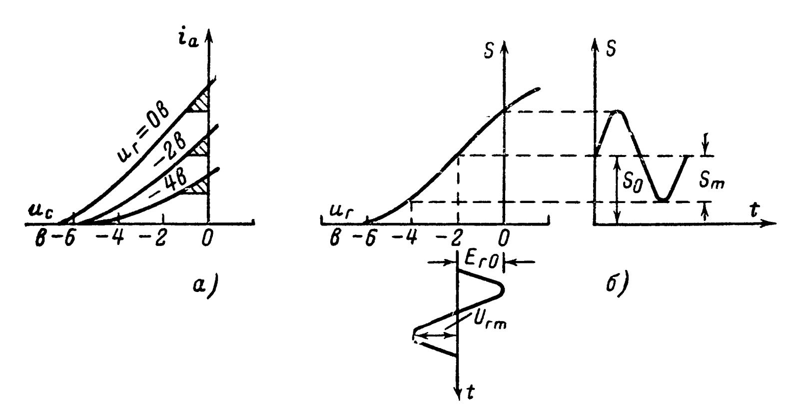


Рис. 12-29. Процесс двухсеточного преобразования частоты.

а — зависимость анодного тока от напряжения на сигнальной сетке при разных напряжениях на гетеродинной сетке; *б* — зависимость крутизны анодного тока по сигнальной сетке от гетеродинного напряжения

этого напряжения. Заштрихованные треугольники имеют вертикальные катеты, пропорциональные крутизне. Пользуясь этими катетами, мы отложим зависимость крутизны анодного тока по сигнальной сетке от напряжения на гетеродинной сетке (рис. 12-29, *б*). Пусть эта зависимость соответствует, например, нулевому напряжению сигнальной сетки ($u_с = 0$). Теперь предположим, что гетеродин создает на первой сетке переменное напряжение $U_{гm}$ частоты f_2 (с амплитудой, например, в 2 *в*) и автоматическое сеточное смещение (примерно 1 *в*); такой процесс гетеродинирования развернут по оси времени вниз. Очевидно, что крутизна анодного тока по сигнальной сетке будет меняться периодически с частотой f_2 и с амплитудой S_m, как развернуто на рисунке по оси времени вправо.

Мгновенное (во времени) значение крутизны будет состоять из постоянного и переменного компонентов:

$$S = S_0 + S_m \cos 2\pi f_2 t.$$

Если при этом на третью сетку будет действовать напряжение сигнала $U_{сm} \cos 2\pi f_1 t$, то в цепи анода возникнет переменный ток, равный, как обычно, произведению крутизны на сеточное переменное напряже-

ние ($i_а = SU_{сm} \cos 2\pi f_1 t$). Но сама крутизна изменяется во времени, а потому результат действия сигнала запишется так:

$$i_а = (S_0 + S_m \cos 2\pi f_2 t)\, U_{сm} \cos 2\pi f_1 t.$$

Если мы раскроем скобки, получим:

$$i_а = S_0 U_{сm} \cos 2\pi f_1 t + S_m U_{сm} \cos 2\pi f_2 t \cos 2\pi f_1 t.$$

Второе слагаемое в полученном выражении представляет собой произведение косинусов, имеющих разные аргументы. Но из элементарной тригонометрии известно, что произведение косинусов может быть заменено следующей суммой:

$$\cos\alpha \cos\beta = \frac{1}{2}\cos(\alpha + \beta) + \frac{1}{2}\cos(\alpha - \beta).$$

Заменяя аргументы их значениями из нашей формулы

$$\alpha = 2\pi f_2 t; \quad \beta = 2\pi f_1 t,$$

получим окончательное значение слагающих анодного тока, создаваемых действием напряжения сигнала на сетку совместно с напряжением гетеродина:

$$i_а = S_0 U_{сm} \cos 2\pi f_1 t + \frac{1}{2} S_m U_{сm} \cos 2\pi (f_2 + f_1) t +$$
$$+ \frac{1}{2} S_m U_{сm} \cos 2\pi (f_2 - f_1) t.$$

Полученный результат математически подтверждает те физические процессы, которые были даны описательно выше. Мы видим, что в составе анодного тока наряду с колебанием частоты сигнала f_1 присутствуют колебания суммарной частоты ($f_2 + f_1$), о чем мы упоминали кратко, и разностной частоты ($f_2 - f_1$). Именно колебание разностной частоты и служит полезным результатом преобразования.

Амплитуда тока разностной частоты имеет значение

$$I_{пр\,m} = \frac{1}{2} S_m U_{сm};$$

здесь S_m, как мы помним, является амплитудой (размахом) изменений крутизны под действием напряжения гетеродина. Ее величина зависит и от формы рабочего участка характеристики лампы, и от амплитуды гетеродинного напряжения.

Напряжение промежуточной частоты на зажимах колебательного контура (при одноконтурной нагрузке) равно произведению тока этой частоты на резонансное сопротивление контура:

$$U_{пр\,m} = I_{пр\,m} Z_{к.\,рез} = \frac{1}{2} S_m U_{сm} Z_{к.\,рез}.$$

Отношение этого «выходного» напряжения к напряжению сигнала (отношение, которое мы назвали коэффициентом передачи преобразователя) имеет значение:

$$K_{пр} = \frac{U_{пр\,m}}{U_{сm}} = \frac{1}{2} S_m Z_{к.\,рез} = S_{пр} Z_{к.\,рез}. \qquad (12\text{-}22)$$

Величину $S_{пр} = 1/2\; S_m$ называют крутизной преобразования. Это — параметр, позволяющий оценить преобразова-

тельную лампу и режим, в котором она работает. Размерность крутизны преобразования — тоже миллисименсы.

Значение этого параметра желательно иметь возможно большим, для чего и величина амплитуды S_m также должна быть большой. Но из рис. 12-29 можно усмотреть, что S_m возрастает с ростом амплитуды гетеродинного напряжения $U_{гm}$. Значит, воздействующее на вход смесителя напряжение гетеродина должно иметь достаточно большие амплитуды (на рис. 12-29 около 2 *в*).

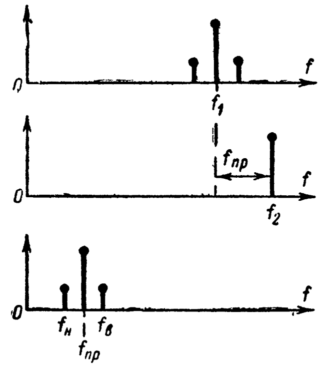


Рис. 12-30. Перенос спектра сигнала на промежуточную частоту.

Однако если гетеродинное напряжение увеличивать до таких значений, при которых анодный ток смесителя будет «отсекаться», т. е. на некоторую часть периода прекращаться, то рост крутизны преобразования прекратится. Приближенно можно считать, что наибольшим значением крутизны преобразования является величина $S_{пр} = S/4$, где S — крутизна прямолинейного участка характеристики пентода-смесителя.

Решим практический пример. Пусть крутизна характеристики пентода-смесителя $S = 8$ *мсим*, контур промежуточной частоты, включенный в анодную цепь, имеет резонансное сопротивление $Z_{к.\,рез} = 5\,000$ *ом*, а напряжение сигнала на управляющей сетке $U_{cm} = 1$ *мв*.

Если выбран наилучший режим гетеродинирования, то напряжение промежуточной частоты на зажимах контура равно:

$$U_{пр m} = U_{cm} K_{пр} = U_{cm} S_{пр} Z_{к.\,рез} =$$
$$= \frac{1}{4} U_{cm} S Z_{к.\,рез} = \frac{1}{4} \frac{8}{1\,000} 5\,000 = 10 \text{ мв}.$$

Из примера следует, что преобразование частоты в усилительной лампе по сравнению с диодным выгоднее, так как наряду с преобразованием сигнала по частоте мы получили увеличение амплитуды его напряжения в 10 раз (т. е. $K_{пр} = 10$).

Таким образом, преобразователь частоты, собранный на усилительной лампе, можно рассчитать, как усилительный каскад с ухудшенной крутизной, принимая за входное напряжение амплитуду сигнала, а за выходное — амплитуду промежуточной частоты.

Существует несколько типов частотопреобразовательных ламп и схем преобразователей; однако физические процессы в них и принцип их расчета подобны изложенному.

Обратим внимание на следующее свойство преобразования частоты: если сигнал на несущей частоте f_1 является модулированным, то в результате преобразования его спектр будет перенесен на новую несущую частоту $f_{пр}$. Это легко доказывается путем построения, выполненного на рис. 12-30. Здесь на верхней оси частот изображен спектр модулированного сигнала в составе несущего и двух боковых колебаний. На средней оси представлена спектральная линия колебания гетеродина; ее частота на $f_{пр}$ выше частоты сигнала. На нижней оси изображен спектр

разностных частот: центральное место здесь занимает частота $f_{пр}$; верхняя боковая частота $f_в$ получается в результате вычитания нижней боковой частоты сигнала из частоты гетеродина, а нижняя боковая $f_н$ — в результате вычитания верхней боковой сигнала. Иначе говоря, при преобразовании частоты закон модуляции сигнала сохраняется.

В тех возможных преобразователях, где частота гетеродина f_2 ниже частоты сигнала f_1, верхние боковые колебания на промежуточной частоте создаются верхними же боковыми колебаниями сигнала, а ниж-

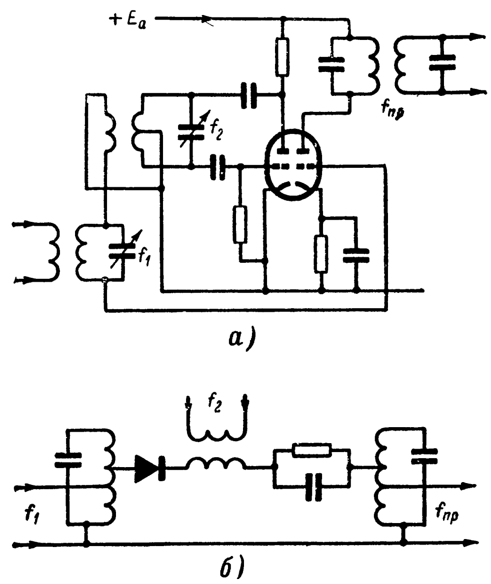


Рис. 12-31. Принципиальные схемы преобразователей частоты для УКВ приемника.

а — на триодах; *б* — на диоде.

ние — нижними. Эти варианты преобразования спектра не имеют принципиальной разницы между собой. В случае частотно-модулированного сигнала абсолютное значение девиации частоты сохраняется при преобразовании; значит, сохраняется и спектр сигнала.

В широкополосных приемниках ультракоротких волн, где многосеточные лампы создают большой уровень собственных шумов и где приносят вред емкостные связи между электродами, чаще применяются «односеточные» преобразователи частоты на триодах; встречается также применение диода в качестве нелинейного смесителя. Схема односеточного преобразователя с отдельным гетеродином на триодах изображена (в принципиальных чертах) на рис. 12-31, *а*, схема же преобразователя на диоде показана на рис. 12-31, *б*. Процессы односеточного и диодного преобразования были рассмотрены в гл. 11.

Для наглядной иллюстрации на рис. 12-32 развернуты во времени процессы преобразований амплитудно-модулированного сигнала в су-

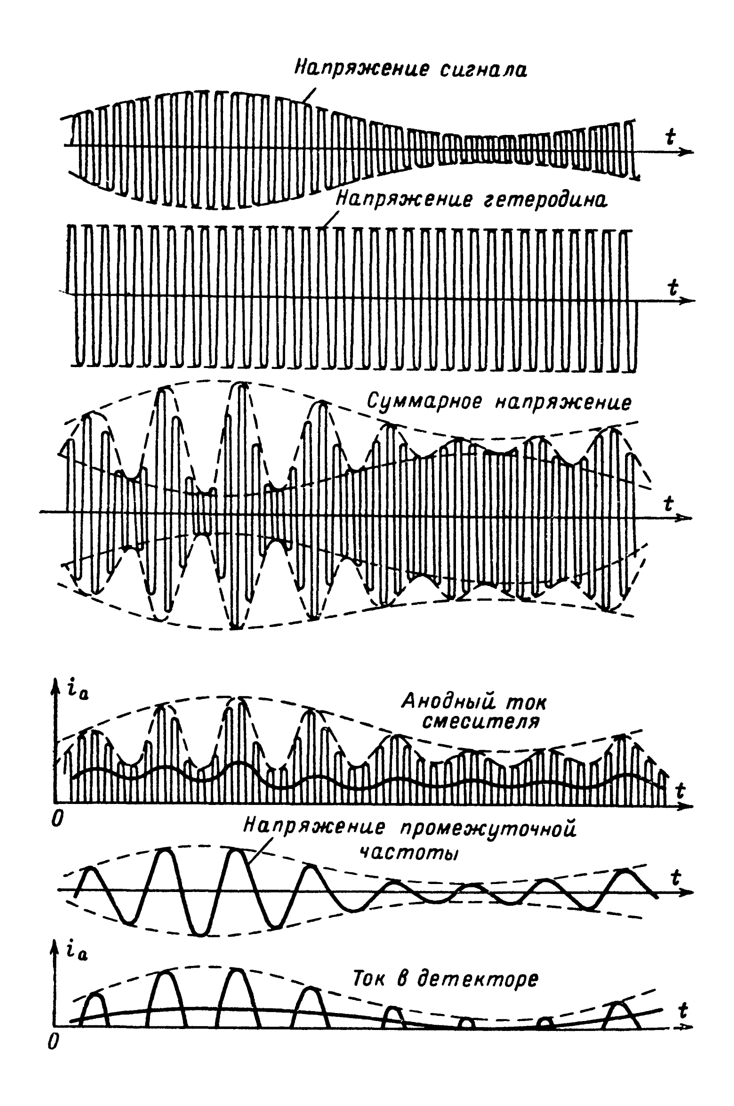


Рис. 12-32. Развернутые диаграммы процессов в супергетеродинном приемнике.

пергетеродинном приемнике. В качестве нелинейного элемента здесь мыслится диод или триод, работающий с отсечками анодного тока. Рекомендуется обратить внимание на физическую сущность сохранения модуляции сигнала при его преобразовании в промежуточную частоту: чем больше амплитуды сигнала, тем глубже биения его колебаний с колебаниями гетеродина на входе смесителя и тем соответственно больше амплитуды напряжения промежуточной частоты. При двухсеточном преобразовании частоты аналогичное взаимодействие колебаний происходит в электронном потоке смесителя.

Теперь обратимся к транзисторным преобразователям частоты. Одна из возможных схем преобразования в составе смесителя и гетеродина на транзисторах *p-n-p* дана на рис. 12-33, *а*.

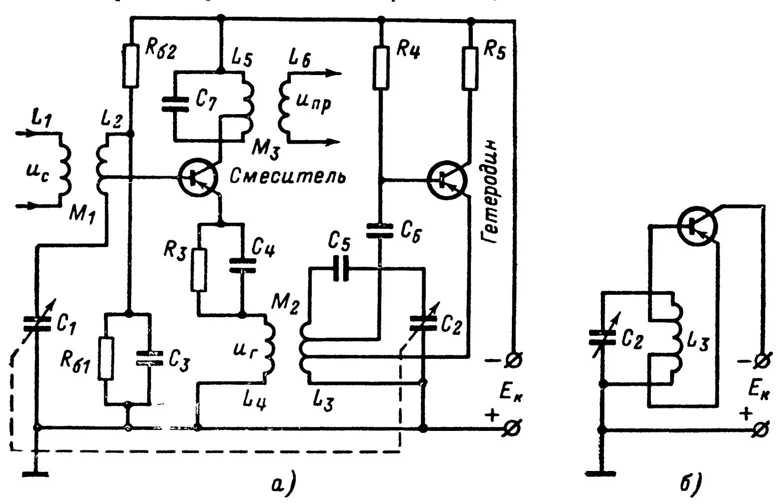


Рис. 12-33. Схема транзисторного преобразователя частоты.

а — принципиальная схема; *б* — упрощенная схема гетеродина.

Напряжение сигнала $u_с$, получаемое от антенны или предыдущего усилительного каскада, приложено к катушке L_1, которая наводит колебания в контуре L_2C_1, настроенном на частоту сигнала. Контур имеет неполную связь с базой транзистора-смесителя, что целесообразно ввиду недостаточно большого входного сопротивления транзистора в схеме с общим эмиттером. Цепь из резисторов $R_{б1}$ и $R_{б2}$ определяет начальное напряжение на базе относительно общего эмиттера.

Напряжение гетеродина $u_г$ наводится в катушке L_4, связанной с контуром гетеродина и включенной в цепь эмиттера смесителя. В ту же цепь включен резистор $R_в$ для температурной стабилизации режима смесителя. В цепь коллектора включен контур промежуточной частоты L_5C_7; коллектор подключен к части витков катушки L_5 с тем, чтобы согласовать выходное сопротивление транзистора с резонансным сопротивлением контура. Катушка L_6 связывает контур промежуточной частоты со следующим каскадом. Заметим, что в радиолюбительских транзисторных приемниках чаще всего удовлетворяются одноконтурными каскадами промежуточной частоты; разумеется, двухконтурный

фильтр позволит получить более высокую избирательность по соседнему каналу, но подбор выгодных связей двух контуров между собой и с цепями транзисторов при налаживании приемника представляет для радиолюбителя известные трудности.

Для гетеродина применен отдельный транзистор, к которому колебательный контур L_3C_2 подключен по трехточечной схеме (рис. 12-33, *б*). Гетеродин работает в схеме с общим коллектором; резистор R_5 в цепи коллектора препятствует возникновению паразитных колебаний и предохраняет коллектор от повреждения при случайных импульсах тока в цепи базы. Резистор R_4 устанавливает режим питания базы, а конденсатор C_6 служит разделительным. Наконец, конденсатор C_5 включается для сопряжения контуров сигнала и гетеродина в двух точках диапазона.

Физическая сущность процесса преобразования частоты в транзисторе обычно описывается как *диодное преобразование во входной цепи* с помощью нелинейной характеристики тока базы (см., например, рис. 8-51, *б*) и последующее усиление по промежуточной частоте в цепи коллектора. Но такое описание следует считать упрощенным, так как в цепи коллектора имеются также токи частот сигнала и гетеродина, и нелинейности коллекторных характеристик могут также участвовать в преобразовании частоты.

Более того, взаимодействие колебаний гетеродина и промежуточной частоты образует в нелинейной емкости C_{12} вторичное колебание с частотой сигнала ($f_{c2} = f_г - f_{пр}$). Этот эффект называется обратным преобразованием частоты; он может привести к неустойчивой работе благодаря прохождению тока частоты сигнала через емкость C_{12} во входную цепь. Обратное преобразование частоты неизбежно также в диодных смесителях, но оно отсутствует в двухсеточных ламповых преобразователях.

Для транзисторного преобразователя (при действии слабого сигнала) можно предложить расчет с применением известных нам игрек-параметров, определяющих входной ток сигнала и выходной ток промежуточной частоты через напряжения сигнала на входе и промежуточной частоты на выходе. Линейные уравнения будут справедливы, так как формула (12-22) дает прямую пропорциональность между амплитудами колебаний сигнала и промежуточной частоты. В частности, крутизна преобразования $S_{пр}$ транзистора принимается втрое меньшей по сравнению с крутизной S того же транзистора в режиме усиления. Значит, и транзисторный преобразователь рассчитывается как *усилитель с ухудшенными параметрами*.

В заключение укажем, что самый простой по схеме преобразователь — диодный, который мы видели на рис. 12-31, *б*, конструктивно для сантиметровых волн оказывается оригинальным волноводным устройством, подобным изображенному, например, на рис. 12-34. В отрезке волновода (обычно имеющего прямоугольное сечение) расположены полупроводниковый диод и штырь-излучатель колебаний гетеродина. С левого конца в волновод поступают волны сигнала от антенной системы или от усилителя СВЧ. Для того чтобы в месте расположения диода получить максимальное поле сигнала, диод размещается на расстоянии в четверть волны от металлического поршня, закрывающего правый конец волновода. В этом случае волны, отражающиеся от поршня, складываются синфазно с прямыми волнами именно в месте включения диода и отдают максимальную энергию для преобразования частоты. Положение поршня может подбираться. В процессе изготовления смесителя может регулироваться и положение диода относительно оси волновода, чем достигается необходимая величина вносимого в волновод сопротивления.

В качестве гетеродина изображен клистрон, причем связь его со смесителем также может регулироваться изменением глубины погружения штыря-излучателя в волновод; индикатором настройки может служить микроамперметр постоянного тока в цепи диода. Колебание

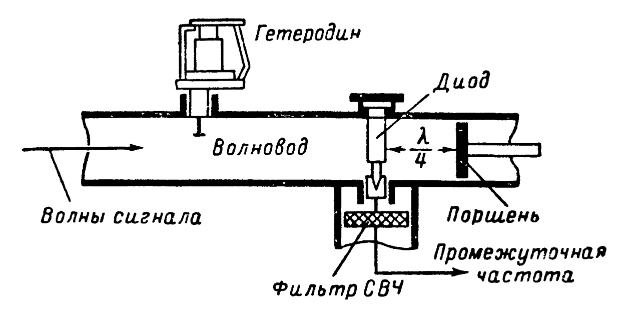


Рис. 12-34. Устройство диодного преобразователя частоты сантиметровых волн.

промежуточной частоты выводится из волновода по кабелю с четвертьволновым запорным цилиндром.

Диодное преобразование на сверхвысоких частотах приходится применять благодаря малому уровню шума и малой входной емкости «точечного» диода (см. рис. 8-45), хотя такой преобразователь и не дает усиления сигнала.

12-7. ДЕТЕКТОРНЫЕ КАСКАДЫ ПРИЕМНИКОВ

Процесс детектирования мы условились рассматривать как процесс преобразования радиосигнала в сигнал первичной (управляющей) формы. Таким образом, детектирование является важнейшим и необходимым процессом при радиоприеме.

Наиболее просто описывается детектирование радиотелефонного сигнала с амплитудной модуляцией. Мы уже знакомились с физическим смыслом детектирования такого сигнала на примере простейшего приемника (см. рис. 12-2). Задача детектирования сигнала, модулированного по амплитуде, состоит в том, чтобы под действием напряжения высокой частоты получить ток, воспроизводящий по своей величине кривую, которая огибает апмлитуды высокой частоты. Очевидно, что детектор должен быть прибором нелинейным: в составе радиосигнала имеются только колебания несущей и боковых частот, а мы хотим создать колебание звуковой частоты, которая является разностью между несущей и боковой частотами. Значит, процесс детектирования имеет аналогию с процессом преобразования частоты в нелинейном смесителе, с той лишь разницей, что в роли «гетеродинирующего» колебания для детектора служит само несущее колебание сигнала.

Основным нелинейным прибором, используемым для детектирования, является д и о д (ламповый или полупроводниковый). После детектора включаются каскады усиления колебаний низкой частоты. Для управления низкочастотным усилителем требуется снять с детекторного каскада напряжение звуковой частоты. Это напряжение должно

создаваться выпрямленным током на нагрузочном сопротивлении в цепи детектора. Обычно в качестве нагрузки включают непроволочный резистор большого сопротивления (для лампового диода — сотни тысяч ом), блокируемый по радиочастоте конденсатором небольшой емкости.

Так мы приходим к схеме диодного детектора, изображенной на рис. 12-35. В этой схеме контур LC является последним контуром усилителя радиочастоты (высокой или, чаще, промежуточной). С контура снимается напряжение радиосигнала с амплитудой $U_{\omega m}$ на вход детектора. Благодаря наличию блокировочного конденсатора $C_б$ это напряжение полностью прилагается к зажимам анод—катод диода $Д$. В этом смысле, казалось бы, блокировочную емкость желательно брать достаточно большой, чтобы для тока высокой частоты ее сопротивление было малым. Однако, с другой стороны, недопустимо, чтобы для тока звуковой частоты эта емкость оказалась заметным шунтом по отношению

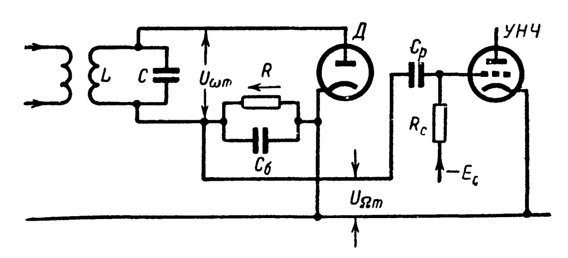


Рис. 12-35. Схема лампового диодного детектора.

к основному нагрузочному сопротивлению R. Обычно в радиовещательных диапазонах применяют емкость $C_б$ порядка сотен пикофарад при величине R в несколько сотен килоом.

Через диод проходит пульсирующий выпрямленный ток (см. рис. 12-2), в составе которого имеются постоянная составляющая, а также при наличии модуляции сигнала составляющая звуковой частоты. Значит, на сопротивлении выделяются одновременно и постоянное напряжение, и напряжение звуковой частоты. Постоянное напряжение имеет «плюс» на правом, а «минус» на левом конце резистора R (в соответствии с направлением выпрямленного тока, показанным стрелкой). Но действие постоянного напряжения на управляющую сетку следующей лампы не только не нужно, но даже нежелательно (это напряжение может смещать рабочую точку на характеристике усилителя на криволинейный участок). Для того чтобы на сетку лампы усилителя действовало только напряжение звуковой частоты с амплитудой $U_{\Omega m}$, перед сеткой включается разделительный конденсатор $C_р$ (0,01 *мкф* и более), представляющий собой малое сопротивление для тока звуковой частоты. Подача нормального постоянного смещения E_c на управляющую сетку лампы усилителя происходит через сопротивление утечки R_c (сотни килоом, причем $R_c > R$).

Постоянное выпрямленное напряжение, падающее на сопротивлении R, оказывается приложенным между катодом и анодом детекторного диода. Значит, при действии сигнала рабочая точка на характеристике диода смещается влево на определенную часть амплитуды сигнала, тем большую, чем больше сопротивление R. Иначе говоря, диод

пропускает ток лишь в течение доли полупериода (т. е. с малым углом отсечки). В этих условиях выпрямленное напряжение составляет приблизительно 0,9 $U_{\omega m}$. При наличии модуляции сигнала полезная амплитуда напряжения звуковой частоты окажется, следовательно:

$$U_{\Omega m} \approx 0{,}9 m U_{\omega m}, \tag{12-23}$$

где m — коэффициент модуляции принимаемого сигнала.

Так, например, если напряжение сигнала на входе детектора $U_{\omega m} = 4$ *в*, а коэффициент модуляции $m = 25\%$, то напряжение звуковой частоты $U_{\Omega m} = 0{,}9\ mU_{\omega m} = 0{,}25 \cdot 0{,}9 \cdot 4 = 0{,}9$ *в*.

Указанные соотношения справедливы при достаточно больших амплитудах радиосигнала — примерно более 1 *в*. Усилитель высокой и промежуточной частоты обычно рассчитывается именно на такие выходные амплитуды. На рис. 12-36 дана иллюстрация процессов в диодном

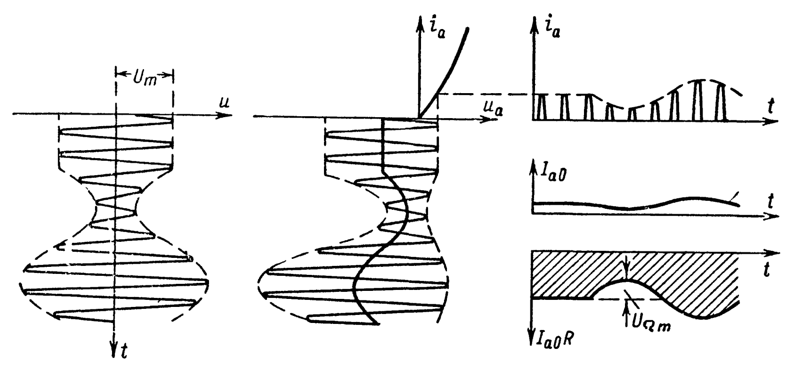


Рис. 12-36. Процессы диодного детектирования.

детекторе при больших амплитудах сигнала. Следует обратить внимание на тот факт, что при изменениях амплитуд радиосигнала автоматически изменяется и отрицательное смещение на аноде диода, тогда как угол отсечки тока остается неизменным. В целом схема диодного детектора очень проста, но процессы в ней достаточно сложны.

Рассмотрим подробнее соотношения величин для лампового диодного детектора в установившемся процессе при воздействии немодулированного сигнала с большими амплитудами. Для этого изобразим в крупном плане (рис. 12-37) несколько периодов колебания предыдущего рисунка. Участок характеристики диода, на котором развертывается напряжение сигнала, будем считать прямой линией с крутизной S в положительной области анодных напряжений; в отрицательной области крутизна равна нулю. Такая характеристика называется линейно-ломаной; она приемлема именно при больших амплитудах сигнала, когда нижний изгиб реальной характеристики не играет роли.

Площади импульсов выпрямленного анодного тока можно математически заменить равновеликой площадью с постоянной высотой I_0. Это будет постоянная составляющая выпрямленного тока, которая в данном случае является полезным результатом детектирования. Точнее следует сказать, что полезным результатом является постоянное смещающее напряжение E_0, равное — I_0R, где R — нагрузочное сопро-

тивление. Но напряжение E_0 является линией косинуса для угла отсечки θ, т. е. $E_0 = U_m \cos \theta$, где U_m — амплитуда сигнала на входе детектора. Значит, оценка работы детектора может быть дана величиной коэффициента передачи напряжения

$$K_{д} = \frac{E_0}{U_m} = \cos \theta. \tag{12-24}$$

Замечательным свойством диода с линейно-ломаной характеристикой является то, что угол отсечки не зависит от амплитуды сигнала: при увеличении амплитуд смещающее напряжение возрастает именно так, что угол θ остается неизменным.

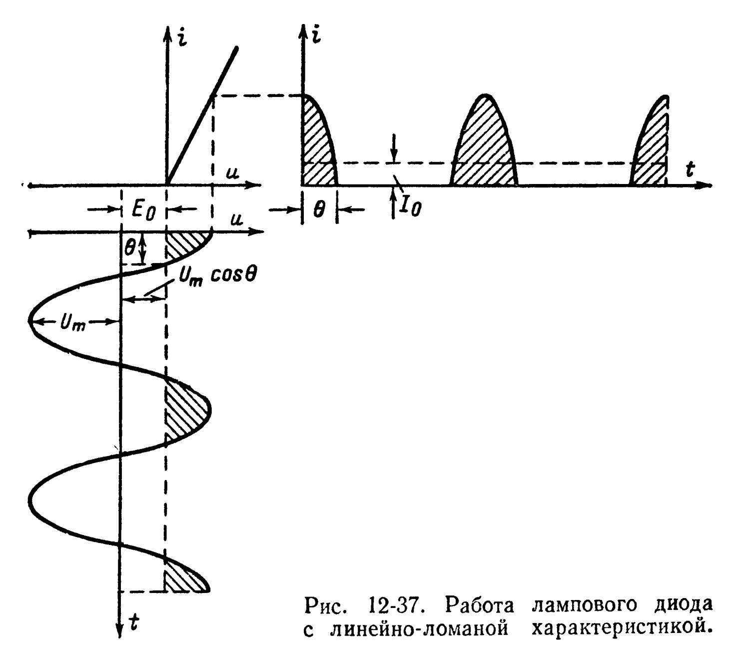


Рис. 12-37. Работа лампового диода с линейно-ломаной характеристикой.

Он зависит от крутизны S и от нагрузочного сопротивления R. Если, например, произведение (безразмерное) $SR = 10$, то $\cos \theta \approx 0{,}65$; если $SR = 100$, то $\cos \theta \approx 0{,}9$; если же $SR = 1\,000$, то $\cos \theta \approx 0{,}99$. Значит, достаточно иметь сопротивление в несколько сотен килоом, и мы при обычной крутизне получим $\cos \theta \approx 0{,}9$, что и было указано выше.

Когда детектируется сигнал с амплитудной модуляцией, то выпрямленное напряжение будет изменяться пропорционально амплитудам сигнала, а потому напряжение звуковой частоты, которое в данном случае окажется полезным результатом детектирования, будет иметь амплитуду

$$U_{\Omega m} = E_0 m \cos \theta.$$

Пусть для диода $S = 2$ *мсим*; пусть выбрано сопротивление $R = 2 \cdot 10^5$ *ом*; тогда $SR = 400$, а потому можно заведомо принять $\cos\theta \approx 0{,}9$.

Итак, важным показателем для оценки диодного детектора служит его коэффициент передачи $K_д = \cos\theta$. Не менее важен и другой показатель — входное сопротивление. Оно позволяет вычислить мощность сигнала, потребляемую детекторным каскадом, $P_{вх} = U_m^2/2R_{вх}$. Эта мощность почти полностью расходуется в нагрузочном сопротивлении R под действием выпрямленного напряжения E_0, так как потери в диоде малы. Значит $P_{вх} \approx E_0^2/R$. Приравнивая правые части двух последних равенств, а также зная, что $\cos\theta \approx 1$ и потому $E_0 \approx U_m$, найдем

$$R_{вх} \approx \frac{R}{2}. \qquad (12\text{-}25)$$

Если, например, сигнал дает $U_m = 1$ *в*, а сопротивление $R = 500$ *ком*, то

$$P_{вх} = \frac{U_m^2}{2R_{вх}} = \frac{1}{2 \cdot 2{,}5 \cdot 10^5} = \frac{0{,}2}{10^5} \text{ вт } (2 \text{ мквт}).$$

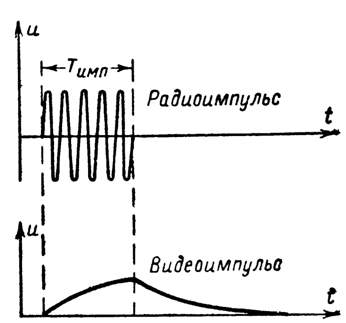


Рис. 12-38. Искажения при детектировании импульсов.

Зная чувствительность приемника (мощность на входе), можно вычислить необходимое усиление от входа до детектора. Если, например, чувствительность должна быть $2 \cdot 10^{-13}$ *вт*, то в нашем примере потребуется $K_м = 2 \cdot 10^{-6}/2 \cdot 10^{-13} = 10^7$ раз (или 70 *дб*). Очевидно, что чем выше входное сопротивление, тем выгоднее детектор. Но величину нагрузочного сопротивления нельзя брать больше сотен килоом, так как переходные процессы, которых мы не рассматривали, будут искажать воспроизводимый сигнал первичной формы вследствие слишком медленного разряда конденсатора $C_б$ через резистор R.

Искажения формы первичного сигнала проще всего показать на примере детектирования радиоимпульсов. В телевизионных приемниках детектор должен превращать радиоимпульс в импульс одностороннего напряжения, т. е. в видеоимпульс. По существу при этом задача детектора и его принципиальная схема не изменяются: на выходе детекторного каскада необходимо получить импульс напряжения, который воспроизвел бы огибающую амплитуд радиоимпульса. Особенность детектирования импульсов заключается в выборе параметров схемы. Если взять нагрузочный резистор R и блокировочный конденсатор $C_б$ тех же величин, что и для детектирования радиотелефонных сигналов, то видеоимпульс окажется искаженным под влиянием переходных процессов в нагрузке: конденсатор будет заряжаться через диод постепенно и разряжаться через резистор по окончании радиоимпульса за время, соизмеримое с длительностью импульса $T_{имп}$, как показано на рис. 12-38. Чтобы сократить длительность переходных процессов (время заряда и разряда конденсатора $C_б$), приходится резко уменьшать сопротивление R нагрузки детектора (до тысяч и даже сотен *ом*) и брать малую емкость $C_б$. В этом случае соотношение выпрямленного напряже-

ния и высокочастотной амплитуды (т. е. коэффициент передачи) получается значительно меньше, чем 0,9. Входное сопротивление также снижается.

Диодное детектирование осуществимо и на полупроводниковых диодах. В транзисторных приемниках такой вид детектирования находит широкое применение. Однако работа полупроводникового диода в схеме детектора сильно отличается от работы лампового.

Полупроводниковый диод работает при малых значениях амплитуд напряжения радиосигнала (примерно 0,1—0,3 *в*) и имеет сравнительно малое нагрузочное сопротивление R (рис. 12-39, *а*). Дело в том, что следующий за детектором каскад усиления на транзисторе обладает малым входным сопротивлением, а потому величину R приходится брать лишь в единицах килоом, так как по переменному току эти сопротивления параллельны. Естественно, что коэффициент передачи напряжения, который для лампового детектора мы принимали при больших сигналах равным 0,9 для полупроводникового диода окажется примерно 0,1—0,3 (при напряжении радиосигнала около 0,1 *в*). Входное сопротивление диодной схемы (при указанных напряжениях) вычисляется приближенно из формулы

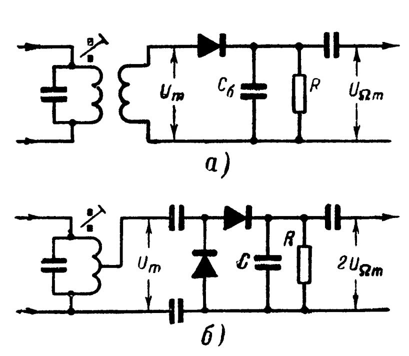


Рис. 12-39. Схемы детектирования с полупроводниковыми диодами.

а — обычная; *б* — двухполупериодная.

$$R_{вх} \approx \frac{R}{2K_д},$$

где $K_д$ — коэффициент передачи напряжения.

Так, например, при сопротивлении нагрузки для переменного тока $R = 1$ *ком* и коэффициенте передачи $K_д = 0{,}3$ получим $R_{вх} \approx 1\,600$ *ом*. Если амплитуда напряжения сигнала $U_m = 0{,}1$ *в*, то мощность, потребляемая детектором, составит: $P_{вх} = \frac{U_m^2}{2R_{вх}} = \frac{10^{-2}}{2 \cdot 1\,600} \approx 3$ *мквт* (тот же порядок, что и для лампового диода).

Недостатком простейшей схемы детектора с полупроводниковым диодом является плохая фильтрация высокочастотного напряжения, которое, усиливаясь дополнительно в низкочастотных каскадах и воздействуя обратно на вход высокой (промежуточной) частоты, может привести приемник к самовозбуждению. Если же увеличивать емкость $C_б$, чтобы отвести ток высокой частоты мимо сопротивления R, то потребовалась бы емкость настолько большая, что через нее прошли бы токи верхних звуковых частот (ухудшение частотной характеристики приемника).

Несколько более совершенна схема двухполупериодного детектирования, показанная на рис. 12-39, *б*. В ней положительный полупериод входного напряжения дает импульс тока через верхний диод и сопротивление R, а отрицательный полупериод — через нижний и верхний диоды и сопротивление R в том же направлении. Схема дает удвоенное выпрямленное напряжение (при данном U_m) и улучшенную фильтрацию;

но входное сопротивление уменьшается вдвое, так как сигнал расходует энергию за два полупериода.

Теперь рассмотрим несколько схемных вариантов лампового и полупроводникового детектирования.

Если контур LC высокой частоты включен непосредственно в анодную цепь предыдущего каскада, то диод нужно защитить от действия положительного напряжения анодного питания. В этом случае применяется схема, показанная на рис. 12-40, *а*; в ней блокировочный конден-

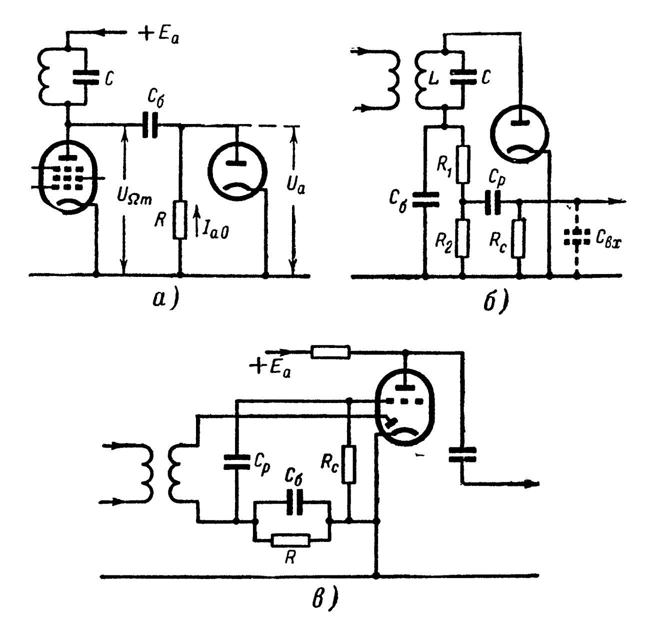


Рис. 12-40. Схемные варианты диодного лампового детектирования.

а — схема с «закрытым входом»; *б* — схема с разделенным сопротивлением; *в* — схема с диод-триодом.

сатор $C_б$ служит разделительным, а нагрузочный резистор R включен параллельно диоду.

В принципе такая схема хуже, нежели основная (см. рис. 12-35), так как здесь на нагрузочном сопротивлении R имеется напряжение высокой частоты, т. е. совсем отсутствует высокочастотная фильтрация. Прохождение же тока высокой частоты в низкочастотный тракт может привести к самовозбуждению приемника из-за воздействия выхода на вход высокой (промежуточной) частоты через паразитные обратные связи. Кроме того, параллельное включение резистора R снижает входное сопротивление схемы до значения $R/3$ (вместо $R/2$).

На рис. 12-40, *б* изображена схема детектора с улучшенной фильтрацией напряжения высокой частоты. Здесь полезное напряжение снимается с некоторой части R_2 нагрузочного сопротивления $R_1 + R_2$.

Этим несколько снижается амплитуда напряжения звуковой частоты. Однако если учесть, что сопротивление R_2 шунтируется по высокой частоте входной емкостью $C_{вх}$ следующего каскада, а сопротивление R_1 этой емкостью не шунтируется, то станет очевидным, что напряжение высокой частоты будет падать преимущественно на участке R_1, не действуя на выходе детектора.

На рис. 12-40, *в* представлена комбинация диодного детектора и усилителя низкой частоты на сопротивлениях, выполненная на диод-триоде.

Амплитудное детектирование может осуществляться и с помощью усилительных ламп или транзисторов. Каждая цепь усилительного

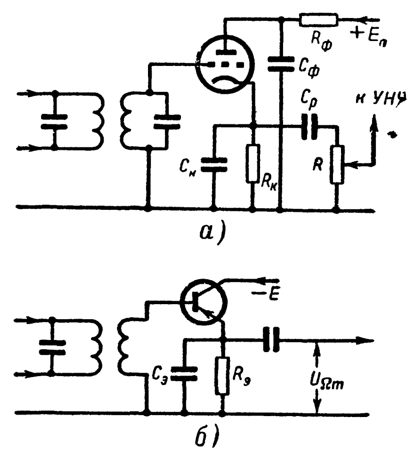


Рис. 12-41. Схемы детектирования в усилительных приборах.

а — катодный детектор; *б* — эмиттерный детектор.

прибора, обладающая нелинейной характеристикой, может быть применена для детектирования. С этой точки зрения схемы на усилительных лампах могут выполнять детектирование сеточное, анодное или с помощью катодного тока. Но сеточное и анодное детектирование в настоящее время практически не применяется. Катодное же детектирование (в триоде с общим анодом), представленное схематически на рис. 12-41,*а*, может найти применение. Здесь амплитудно-модулированное напряжение подается между сеткой и катодом триода через конденсатор $C_к$ емкостью 100—200 *пф*. Параллельно конденсатору включен резистор $R_к$ сопротивлением около 30 *ком*. Напряжение смещения, создаваемое на резисторе $R_к$ постоянным катодным (анодным) током, сдвигает исходную рабочую точку к нижнему сгибу характеристики анодного тока. Благодаря нелинейности этого участка происходит детектирование и в составе катодного (анодного) тока возникает составляющая звуковой частоты, которая также проходит через резистор $R_к$ и создает на нем полезное напряжение, снимаемое через разделительный конденсатор $C_р$ большой емкости на регулятор громкости сигнала R.

Достоинство катодного детектора в сравнении с диодным — большее входное сопротивление. Усилительными же свойствами данная схема, как и другие схемы с общим анодом, не обладает.

Совершенно аналогично при стремлении к большому входному сопротивлению детектора в транзисторном приемнике выгодна схема с нагрузочным сопротивлением в цепи эмиттера (с общим коллектором), показанная на рис. 12-41, *б*.

Перейдем к детектированию радиотелефонного сигнала с частотной модуляцией. Из гл. 11 мы знаем, что осуществить такое детектирование с помощью простого амплитудного детектора невозможно: сигнал с частотной модуляцией имеет неизменные амплитуды, а потому обычный (например, диодный) детектор создает под их воздействием лишь постоянный ток. Если же амплитуды частотно-модулированного сигнала изменяются, то это происходит в результате воздействия внешних помех и внутренних шумов, т. е. представляется нежелательным явлением.

Таким образом, в приемнике частотно-модулированных сигналов оказывается необходимым: во-первых, устранить с помощью ограничителя изменения амплитуд частотно-модулированного сигнала; во-вторых, преобразовать частотно-модулированный сигнал в модулированный по амплитуде; в-третьих, выполнить обычное амплитудное детектирование последнего. Иногда конверсия (преобразование) частотной модуляции в амплитудную и амплитудное детектирование преобразованного сигнала осуществляются в общем блоке (устройстве); пример такого объединенного устройства приводился в гл. 11 и был назван дискриминатором. Возможны и другие варианты устройств детектирования частотно-модулированных сигналов. Название «частотный детектор» объединяет все комбинированные устройства этого назначения.

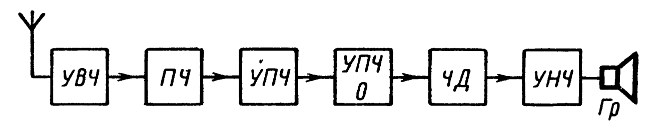


Рис. 12-42. Структурная схема приемника сигналов с частотной модуляцией.

УВЧ — усилитель высокой частоты; *ПЧ* — преобразователь частоты; *УПЧ* — усилитель промежуточной частоты; *О* — ограничитель; *ЧД* — частотный детектор; *УНЧ* — усилитель низкой частоты; *Гр* — громкоговоритель.

На основе сказанного мы можем изобразить структурную схему приемника ЧМ сигналов (рис. 12-42), которая несколько отличается от схемы приемника АМ сигналов (см. рис. 12-6). В режим амплитудного ограничения обычно ставится последний каскад усиления промежуточной частоты, как мы и показали на рис. 12-42; впрочем, не исключена возможность применения ограничителя специальной конструкции.

Но не только ограничитель и преобразователь модуляции составляют особенности ЧМ приема. Особенностью частотной модуляции является требуемая полоса пропускания и, как следствие, применяемый для ЧМ диапазон волн.

В радиовещании с частотной модуляцией применяется большой индекс модуляции (см. гл. 11), так как при этом условии достигается

почти полное подавление помех благодаря «преобладанию» закономерной (полезной) частотной модуляции над паразитной, создаваемой помехами. Большому индексу модуляции соответствует и значительная девиация частоты. В радиовещании наибольшая девиация (соответствующая самому громкому звуку) составляет примерно 100 *кгц*. Полоса же пропускания, как мы знаем, потребуется равной удвоенному значению наибольшей девиации. Следовательно, приемник ЧМ должен иметь полосу пропускания

$$П = 2\Delta f_{\text{макс}} \approx 200 \text{ кгц}.$$

Принимая добротность контура промежуточной частоты $Q_э = 50$ и считая, что полоса пропускания $2\Delta f_{\text{макс}} \approx f_{\text{пр}}/Q_э$, находим приемлемое значение промежуточной частоты $f_{\text{пр}} \approx 2\Delta f_{\text{макс}} Q_э = 200 \times 50 = 10\,000$ *кгц*, что соответствует длине волны $\lambda = 30$ *м*. И практически промежуточная частота в приемниках частотно-модулированного радиовещания бывает примерно такой величины (8,4 или 10,7 *Мгц*). Естественно, что радиочастота должна лежать в диапазоне ультракоротких волн, так что ее участки могут чередоваться с участками частот телевидения.

Итак, основными отличиями радиовещательного приемника ЧМ от приемника АМ является: наличие частотного детектора и ограничителя амплитуд, широкая полоса пропускания и, самое главное, ультракоротковолновый диапазон. Разумеется, универсальные приемники

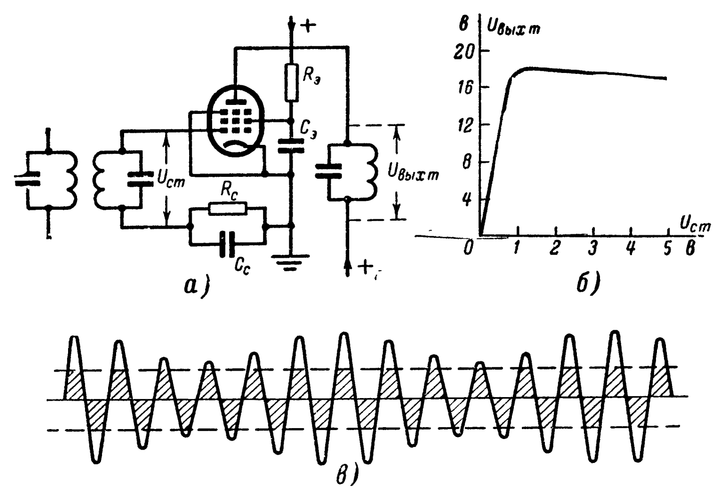


Рис. 12-43. Усилительно-ограничительный каскад.

а — схема; *б* — амплитудная характеристика; *в* — иллюстрация ограничения.

высокого класса имеют возможность приема не только АМ, но и ЧМ сигналов, и переход на прием ЧМ связан со сменой как контуров высокой частоты, так и контуров промежуточной частоты.

Рассмотрим некоторые характерные разновидности схем ограничителей и дискриминаторов, применяемых в современных радиовещательных приемниках.

В гл. 11 мы встретились с описанием принципа действия простейших схем ограничителей на диодах и триодах. В приемниках ЧМ сигналов ограничительный режим устанавливается обычно не в специальном каскаде, а в последнем каскаде усиления промежуточной частоты на пентоде. Практически это достигается включением в цепь первой сетки резистора $R_с$ (около 100 *ком*), блокируемого конденсатором $C_с$ (примерно 50 *пф*), а также подачей пониженного напряжения на экранирующую сетку (через резистор $R_э$ сопротивлением около 150 *ком*) и анод (рис. 12-43, *а*). При увеличении амплитуд сигнала порог ограничения устанавливается возникающим током первой сетки и наличием верхнего сгиба характеристики анодного тока. Желательно, чтобы при малых напряжениях сигнала (ниже порога ограничения) усиление этого каскада было хотя бы приблизительно той же величины, как и в режиме обычного усиления промежуточной частоты. Для суждения об этих свойствах усилителя-ограничителя может быть снята амплитудная характеристика, т. е. зависимость амплитуды выходного напряжения $U_{вых\,m}$ от амплитуды сигнала на сетке U_{cm} (рис. 12-43, *б*). Из характеристики мы видим, что порог ограничения соответствует входной амплитуде около 1 *в* и что до этого порога коэффициент усиления каскада $K_0 \approx 20$. Ограничение радиосигнала, подвергавшегося паразитной модуляции по амплитуде, иллюстрируется на рис. 12-43, *в*.

Выходной контур усилителя-ограничителя служит одновременно одним из контуров дискриминатора, описанного выше (см. гл. 11). Однако в сравнительно простых приемниках наблюдается стремление возложить на дискриминатор и функции амплитудного ограничителя, обеспечив полноценную работу последнего каскада промежуточной

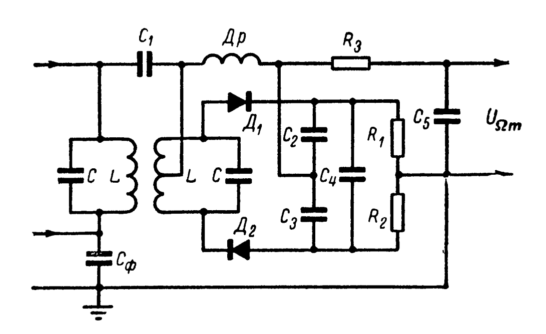


Рис. 12-44. Схема дробного частотного детектора.

частоты в качестве усилителя. Дискриминатор, выполняющий функции ограничителя, конвертора модуляции и амплитудного детектора, называется **дробным частотным детектором**. Одна из его возможных схем представлена на рис. 12-44.

Основным отличием дробного детектора от дискриминатора, описанного в гл. 11, является то, что диоды $Д_1$ и $Д_2$ включены последовательно, а не навстречу друг другу, и их нагрузочные резисторы R_1 и R_2 шунтированы конденсатором C_4 большой емкости (около десятка микрофарад). Конденсаторы небольшой емкости C_2 и C_3, сопротивление

которых для звуковой частоты велико, имеют средний вывод; с этого вывода и заземленного среднего вывода резисторов R_1 и R_2 снимается выходное напряжение звуковой частоты $U_{\Omega m}$ через высокочастотный фильтр R_3C_5.

Предположим, что принимаемый сигнал имеет паразитную модуляцию по амплитуде. Выпрямленное диодами напряжение, выделяемое на резисторах R_1R_2, должно было бы пульсировать с частотой паразитной модуляции. Однако конденсатор C_4 не успевает изменять напряжение со звуковой частотой, так как произведение $C_4 (R_1 + R_2)$, т. е. постоянная времени, велико по сравнению с периодом звуковой частоты. Такое постоянство напряжения и равноценно действию амплитудного ограничителя.

При наличии частотной модуляции сигнала, как мы знаем из описания работы дискриминатора (см. гл. 11), изменяются амплитуды напряжения на диодах: когда напряжение на одном из них возрастает, на другом падает, и наоборот. Соответственно выпрямленные напряжения на конденсаторах C_2 и C_3 тоже изменяются со звуковой частотой, но их сумма остается постоянной и равной напряжению на конденсаторе C_4. Таким образом происходит перераспределение напряжения между конденсаторами C_2 и C_3; иначе говоря, если выразить в виде дроби отношение напряжений U_{c2}/U_{c3} то именно величина этой дроби изменяется в такт с частотной модуляцией, откуда и возникло название схемы. Далее переменное напряжение между средней точкой конденсаторов и заземленной средней точкой резисторов подается на вход усилителя низкой частоты. Дробный детектор называют иначе «детектором отношений».

12-8. РЕГУЛИРОВКИ В ПРИЕМНИКАХ

С некоторыми видами регулировок мы встречались в предыдущих главах. Сейчас мы остановимся несколько подробнее на регулировках, находящих применение в приемниках разных классов. Регулировкам могут подвергаться те или иные параметры и характеристики приемника с целью создания наиболее благоприятных условий приема выбранной станции. Регуляторы возможны как ручные, так и автоматические, причем те и другие в приемниках высоких классов могут дополнять друг друга.

Основным видом регуляторов являются, конечно, органы настройки. Чаще всего настройка осуществляется вручную. Поддиапазоны, т. е. индуктивности высокочастотных контуров, сменяются переключателем вращаемого или же клавишного типа. Плавная настройка внутри поддиапазона производится вращением оси роторов блока конденсаторов переменной емкости.

В сравнительно редких случаях плавная настройка дополняется беспоисковой кнопочной настройкой на определенные для каждой кнопки значения длины волны. Нажатие кнопки в простейшем случае устанавливает конденсаторный блок в положение, соответствующее требуемой длине волны. В более сложном случае нажатием кнопки производится скачкообразное изменение индуктивности или емкости, т. е. механизм кнопки является коммутирующим устройством контуров радиочастоты и гетеродина. Следует напомнить, что при одном каскаде усиления высокой частоты в приемнике перестраиваются три контура: входного устройства, усилителя и гетеродина. В некоторых типах

наиболее сложных приемников нажатием кнопки включается небольшой электродвигатель, который вращает ось роторов конденсаторного блока и останавливается разрывом цепи на заданном угле поворота.

Большинство ламповых приемников снабжается **электронно-световым индикатором** (указателем) настройки, который облегчает точную установку контуров в резонанс с искомой радиостанцией. Для визуального индикатора применяются специальные электронные лампы (например, 6Е1П или 6Е5С). Такая лампа представляет собой сочетание триода и специального диода в одном баллоне при общем катоде. В качестве анода диод имеет экран в форме чашечки. Этот экран покрыт с внутренней (вогнутой) стороны люминесцирующим веществом, которое дает зеленоватое свечение при ударах электронов. От анода триода внутрь чашечки входит отросток — металлический стержень. Закрепляется лампа горизонтально сзади панели приемника, через отверстие в которой виден раскрыв люминесцирующего экрана.

Включается индикатор (рис. 12-45) после детектора, причем то постоянное напряжение на нагрузочном сопротивлении R, от которого мы защищаем вход усилителя с помощью конденсатора $C_р$, подводится без разделительного конденсатора к сетке индикатора. Между анодом триода и светящимся экраном включен резистор $R_а$ большого сопротивления. Если прием сигнала отсутствует и отрицательное смещение на сетку индикатора не подается, то в триодной части проходит значительный ток через резистор $R_а$, а потому потенциал анода оказывается ниже потенциала экрана. Отросток-стержень в этом случае отталкивает от себя электроны, и на экране наблюдается широкий затемненный сектор. При приеме сигнала триод запирается, потенциал его анода и стержня возрастает и темный сектор сжимается, что и служит признаком настройки на станцию.

Очень удобно вести настройку по индикатору, уменьшив громкость звука. В этом случае «проходя» по шкале приемника, не слышишь посторонних станций. Когда настройка на желаемую станцию достигнута, громкость следует увеличить. Естественно, что выход индикатора из строя не нарушает работу основного тракта приемника.

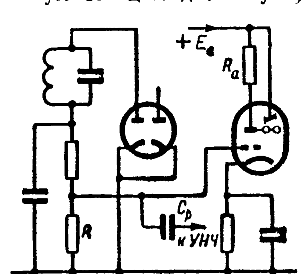


Рис. 12-45. Схема включения электронно-светового индикатора настройки.

Большое значение для достижения нормальных условий приема имеют **регуляторы усиления**. Так, при приеме дальних или маломощных передатчиков требуется большое усиление, обеспечивающее приемнику высокую чувствительность. Но большое усиление вредно при приеме радиоволн с большой напряженностью поля, так как каскады приемника окажутся перегруженными и звук от громкоговорителя будет чрезмерно громким и искаженным.

В сравнительно простых приемниках можно осуществить ручную регулировку усиления по высокой или промежуточной частоте. Имея возможность в системе электропитания приемника получить источник отрицательного смещения — $E_с$, делают величину этого смещения на управляющих сетках ламп изменяемой вручную при помощи потенциометра R, как показано на рис. 12-46 для двух каскадов усиления промежуточной частоты. Пентоды в регулируемых каскадах целесообразно

применить с удлиненными характеристиками, подобными показанной на рис. 8-37. В этом случае сильный сигнал, для которого регулятором устанавливается большое отрицательное смещение, будет развертываться на участке с плавно изменяющейся крутизной, и огибающая кривая амплитудной модуляции не исказится криволинейностью характеристики. При пентодах же с короткими характеристиками, возможны нелинейные искажения огибающей кривой модулированного сигнала, и эти искажения проявляются после детектора в виде высших гармоник звукового сигнала. Именно с этой целью и были разработаны пентоды с удлиненными характеристиками.

При подаче отрицательного смещающего напряжения на сетки регулируемых ламп от специального источника катодные сопротивления включать нецелесообразно: с увеличением внешнего смещения анодный ток будет уменьшаться, а потому уменьшится и падение напряжения на катодном сопротивлении, ослабляя тем самым эффект регулировки.

Ручной регулятор усиления должен приводиться в действие при переходе от приема сигналов мощной и близкой радиостанции к приему слабых сигналов (или обратно), обеспечивая в каждом случае приблизительно постоянную амплитуду на входе детектора, соответствующую нормальным условиям детектирования. Такую задачу можно выполнить вручную. Но значительно труднее следить ручным регулятором за изменениями напряженности поля одной и той же радиостанции. Поле может резко изменяться на коротких, а ночью и на средних волнах вследствие замирания. При приеме в автомобиле поле сильно изменяется в случае движения за преградами (железобетонные здания, мосты, иногда холмы и др.). Гораздо удобнее иметь автоматический регулятор усиления по промежуточной (иногда и по высокой) частоте.

Сколько каскадов должно подвергаться автоматической регулировке усиления? Обычно задается, во сколько раз меньше должны быть

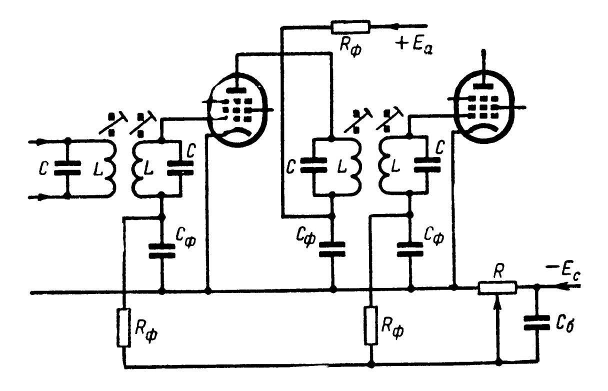


Рис. 12-46. Схема ручного регулятора усиления по промежуточной частоте.

изменения напряжения на входе детектора по сравнению с изменениями напряженности поля сигналов. Исходя из этого, вычисляют требуемое изменение общего усиления до детектора $K_{макс}/K_{мин}$. Но усиление пропорционально крутизне, и если каскады однотипны, то $K_{макс}/K_{мин} =$

$=(S_{макс}/S_{мин})^N$, где N — число регулируемых каскадов, а $S_{макс}$ и $S_{мин}$ — предельно достижимые границы изменения крутизны.

Особенностью автоматического регулятора усиления (АРУ) по сравнению с ручным является получение отрицательного смещающего напряжения путем выпрямления радиосигнала. Для этого можно было бы воспользоваться постоянной составляющей выпрямленного напряжения на нагрузочном сопротивлении диодного детектора, — той же постоянной составляющей, которой мы пользовались для воздействия на электронно-световой индикатор настройки (см. рис. 12-45). Такая простая схема АРУ находит практическое применение; однако она имеет тот недостаток, что детектор уже выдает отрицательное выпрямленное напряжение и в случае слабого сигнала, ухудшая тем самым чувствительность приемника.

Значительно лучше работает автоматический регулятор усиления с задержкой, требующий для своего выполнения отдельного диода. Именно с этой целью и выпускаются двойные диоды или же двойные диоды в комбинации с триодами или пентодами. Схема получения отрицательного смещения от отдельного диода для АРУ с задержкой изображена на рис. 12-47. Задержка заключается в том, что на катод правого (по схеме) диода (диода АРУ) воздействует постоянное положительное напряжение с резистора $R_к$, питаемого катодным током усилительного каскада низкой частоты; отрицательным знаком это напряжение, следовательно, приложено к аноду диода. Пока амплитуда сигнала не превысит напряжения задержки, смещение на сетки регулируемых ламп не подается. Если же сигнал превысил уровень задержки, то в цепи диода АРУ на резисторе R_1 создается выпрямленное напряжение, подаваемое к управляющим сеткам регулируемых ламп. Значит, дальнейший рост амплитуд сигнала приводит к увеличению смещения на управляющих сетках регулируемых ламп и, следо-

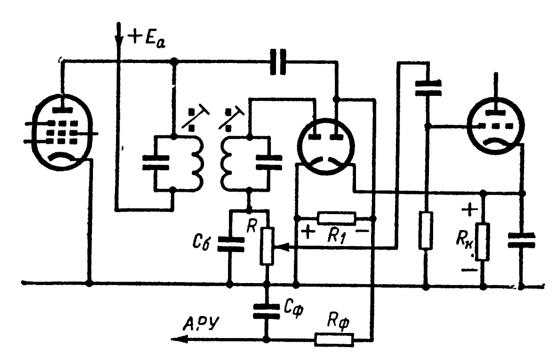


Рис. 12-47. Схема источника напряжения автоматической регулировки усиления с задержкой.

вательно, к уменьшению коэффициента усиления по высокой и промежуточной частоте. Таким образом, изменения амплитуд напряжения на входе детектора сигнала автоматически резко ограничиваются в сравнении с изменениями напряженности поля сигнала. Фильтр низких

частот $C_ф R_ф$ нужен для того, чтобы исключить воздействие на сетки переменных напряжений с нагрузочного сопротивления R_1 диода АРУ. Отметим, что напряжение промежуточной частоты снимается с первого контура полосового фильтра по параллельной схеме (см. рис. 12-40, *а*), тогда как на детекторный диод напряжение снимается со второго контура по последовательной схеме. Таким включением сохраняется приближенное равенство добротностей обоих контуров полосового фильтра.

Относительное постоянство амплитуды сигнала на входе детектора при наличии АРУ обеспечивает также приближенно постоянную громкость звучания сигнала. Но это не всегда желательно для радиослушателя. Громкость должна регулироваться применительно к объему помещения, к уровню шума в этом помещении, к часам суток и т. п. Поэтому наряду с автоматической регулировкой усиления по высокой и промежуточной частоте применяется ручная регулировка усиления в низкочастотном тракте. Простым ручным р е г у л я т о р о м г р о м к о с т и служит делитель напряжения низкой частоты на нагрузочном сопротивлении (потенциометр R на рис. 12-47) детекторного диода.

Более сложные функции в каскадах низкой частоты приемника выполняют ручные р е г у л я т о р ы т е м б р а (называемые неправильно регуляторами тона). Тембр («окраска» звука) зависит от усиления различных тонов звуковой гаммы сигнала. Тембр воспроизводимого звука должен в принципе быть сходен с тембром первичного сигнала, которым модулируется передатчик. Если уменьшить усиление в области нижних звуковых частот, то звук приобретет звенящий тембр, подчеркивающий основную мелодию музыки. Если уменьшить усиле-

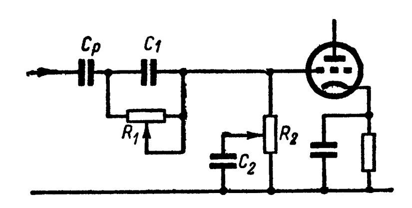


Рис. 12-48. Ручные регуляторы тембра в ламповом приемнике.

ние в области верхних звуковых частот, то звук будет более глухим, подчеркивающим аккомпанемент музыки. Если же уменьшить усиление и на нижних, и на верхних звуковых частотах, то частотная характеристика приемника (см. рис. 12-4) сузится и слева, и справа, уменьшая тем самым уровень шумов и помех за счет ухудшения тембра принимаемого сигнала.

Итак, можно встретить два регулятора тембра: регулятор нижних частот и регулятор верхних частот. Простейший пример схемы таких регуляторов на входе одного из каскадов усиления низкой частоты показан на рис. 12-48. В этой схеме конденсатор $C_р$ является обычным разделительным для перехода от предыдущего детекторного или усилительного каскада. Конденсатор C_1 имеет малую емкость и пропускает лишь токи верхних звуковых частот. Но параллельно ему включен регулируемый резистор R_1, уменьшая сопротивление которого, мы даем путь и токам нижних частот. Емкость конденсатора C_2 значительна;

если его включить полностью параллельно сеточному резистору R_2, то для токов верхних частот вход усилителя будет шунтирован; если же движок резистора R_2 перемещать вниз (по схеме), то усиление на верхних частотах будет возрастать.

12-9. ПРИМЕРЫ СХЕМ ПРИЕМНИКОВ

Рассмотрев принципы действия всех блоков приемника, мы должны в заключение дать примеры схем, в которых эти блоки объединяются и составляют приемник в целом.

Схема супергетеродинного приемника на электронных лампах изображена на рис. 12-49. Для наглядности основных деталей схемы в ней показан лишь один диапазон.

Приемник имеет следующие блоки: входные цепи *ВЦ* с индуктивной связью антенны, каскад усиления высокой частоты *УВЧ* на пентоде с индуктивной связью между контуром и анодной цепью лампы, преобразователь частоты *ПЧ* на гептоде с двухконтурным фильтром промежуточной частоты, два каскада усиления промежуточной частоты *УПЧ* на пентодах с такими же фильтрами, детектор *Д* (левый диод двойного диод-триода), автоматический регулятор усиления АРУ трех каскадов (правый диод двойного диод-триода), каскад усиления низкой частоты УНЧ (триодная часть двойного диод-триода) и выходной каскад ВК на лучевом тетроде. Все блоки этого приемника были рассмотрены в предыдущих параграфах.

Для многоламповых всеволновых супергетеродинных приемников, схемы которых громоздки, мы приведем лишь некоторые характерные узлы. На рис. 12-50 показана схема переключения поддиапазонов с растянутыми шкалами около волн 25 *м*, 31 *м* и 41 *м* («дневные», «вечерние» и «ночные» участки коротких волн, см. гл. 7). Переключатели $П_1$, $П_2$ и $П_3$ механически связаны между собой. Первые два переключателя включают катушки того или иного поддиапазона, а переключатель $П_3$ замыкает накоротко укорачивающий конденсатор $C_у$ на основных поддиапазонах и включает его последовательно с конденсатором настройки C на диапазонах с растянутыми шкалами. На этих последних поддиапазонах конденсатор $C_у$ уменьшает коэффициенты поддиапазонов («перекрытия»), свойственные конденсатору настройки.

На рис. 12-51 представлена структурная схема супергетеродина, имеющего обычные диапазоны сигналов с амплитудной модуляцией и диапазон ультракоротковолнового радиовещания с частотной модуляцией. Замечательно следующее: лампы усилителя промежуточной частоты здесь одни и те же, но полосовые фильтры сменяются при переходе на УКВ. Усилитель промежуточной частоты при приеме УКВ имеет лишний каскад для обеспечения достаточной амплитуды напряжения на входе амплитудного ограничителя.

Примерная схема переключения фильтров промежуточной частоты представлена на рис. 12-52. Полоса пропускания фильтра АМ диапазонов приемника может быть 8—10 *кгц*, а полоса приема ЧМ составляет 100—200 *кгц*. Значение промежуточной частоты берется соответственно около 465 *кгц* и около 8 *Мгц*.

На рис. 12-53 дается схема простейшего супергетеродинного транзисторного приемника. Магнитная антенна участвует в составе входного устройства. Первый транзистор выполняет функции преобразователя частоты с совмещенным гетеродином: контур гетеродина подключен к тому же транзистору по трехточечной системе

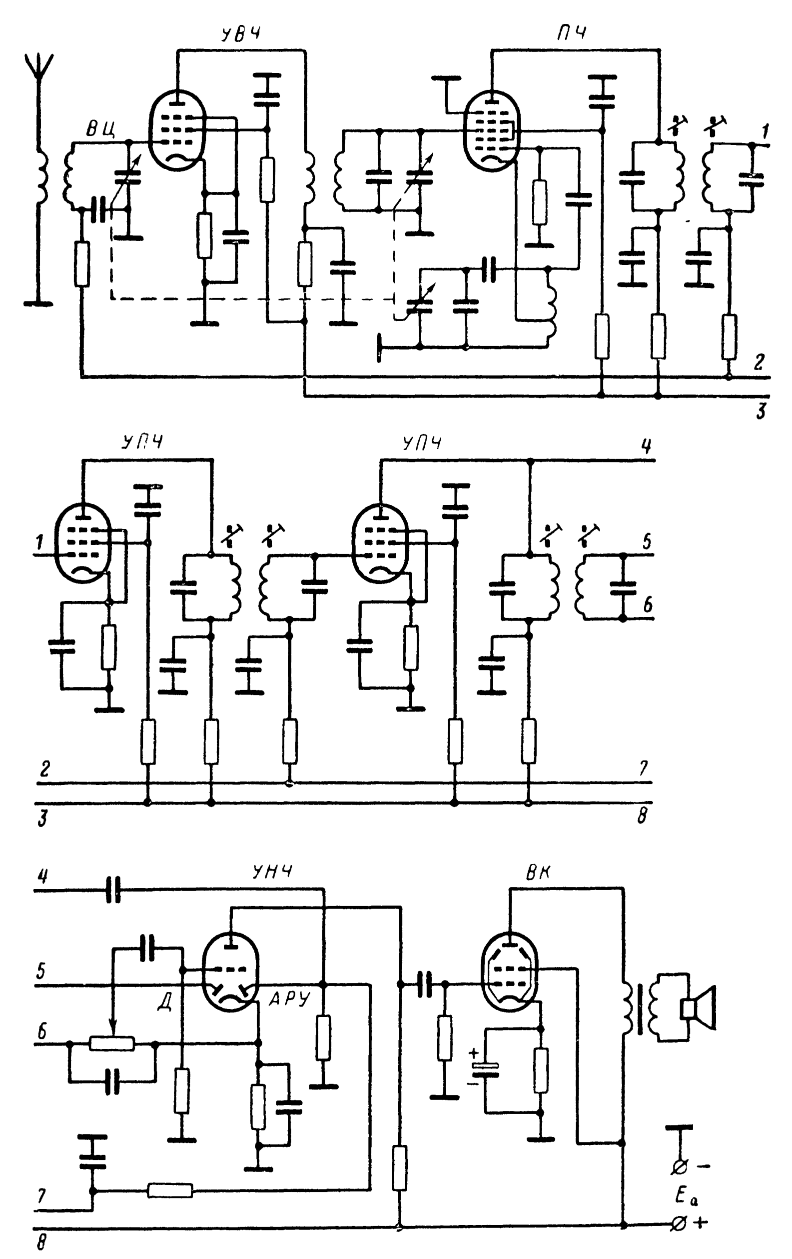


Рис. 12-49. Схема супергетеродинного приемника на электронных лампах.

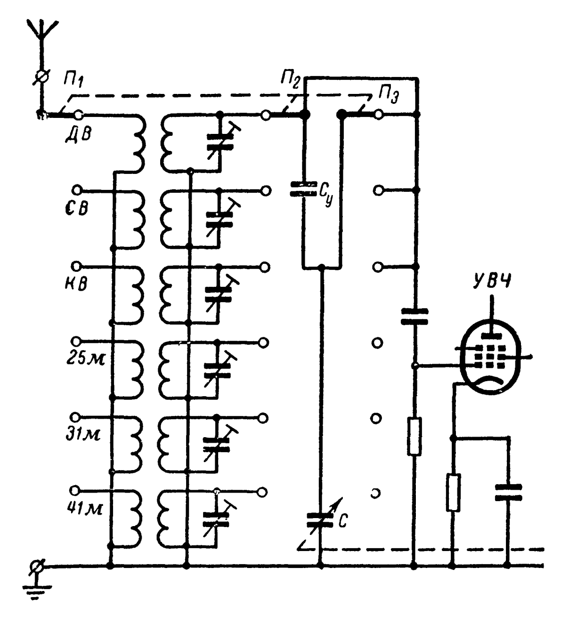


Рис. 12-50. Переключатель диапазонов входного устройства.

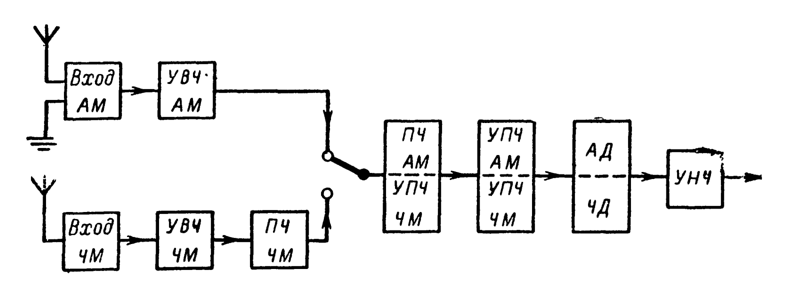


Рис. 12-51. Структурная схема радиовещательного приемника для *АМ* и *ЧМ* сигналов.

АМ — амплитудная модуляция; *ЧМ* — частотная модуляция; *УВЧ* — усилитель высокой частоты; *ПЧ* — преобразователь частоты; *УПЧ* — усилитель промежуточной частоты; *АД* — амплитудный детектор; *ЧД* — частотный детектор; *УНЧ* — усилитель низкой частоты.

с общим коллектором. Усиления на частоте сигнала приемник не имеет. Второй транзистор — усилитель колебаний промежуточной частоты с одним резонансным контуром, питающим диодный детектор. Третий транзистор — предмощный каскад усиления колебаний звуковой частоты, а последние два транзистора образуют двухтактный выходной

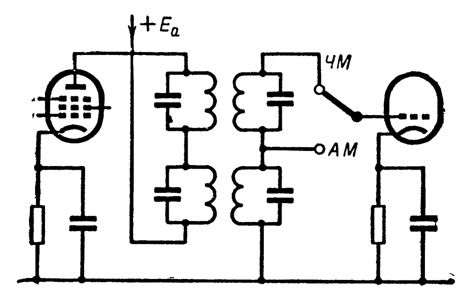


Рис. 12-52. Переключение фильтров промежуточной частоты.

каскад. Все элементы приемника были по отдельности рассмотрены в предыдущих параграфах.

Можно рассчитывать, что изложенные нами сведения о радиоприемниках и их элементах позволят читателю ориентироваться в схемах приемной радиовещательной аппаратуры. Профессиональная радио-

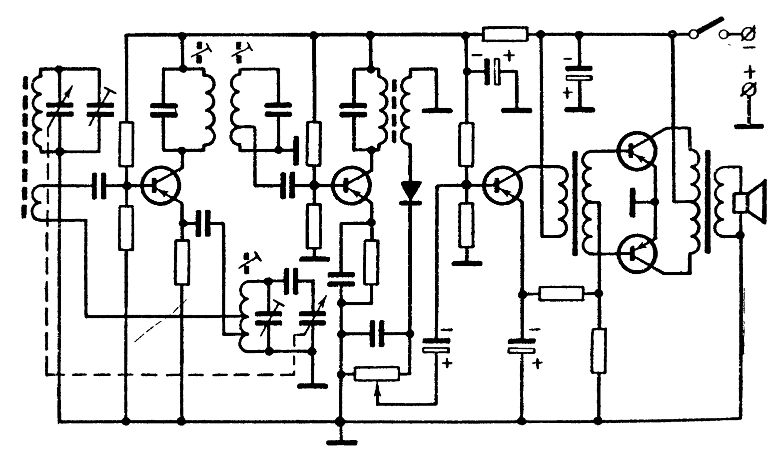


Рис. 12-53. Схема простого супергетеродинного приемника на транзисторах.

приемная техника, развивающаяся наряду с радиовещательной и даже быстрее ее, имеет, разумеется, свои существенные особенности. В профессиональных приемниках требуется устранить поиск корреспондента и подстройку в процессе приема. А это обеспечивается высокой стабиль-

ностью градуировки и в первую очередь стабильностью гетеродина в преобразователе частоты, достигаемой, например, путем кварцевой стабилизации, которая исключает плавную перестройку гетеродина, а потому заставляет существенно изменять схему приемника. В каскадах промежуточной частоты применяются полосовые фильтры с многими контурами или же фильтры электромеханических типов (например, с кварцевыми пластинами в качестве колебательных систем).

В совершенствовании техники радиовещательного приема большое значение имеют электроакустические свойства приемников. Разделение и воспроизведение разными громкоговорителями нижних и верхних звуковых частот расширяет частотный диапазон звука и исключает искажающее нелинейное взаимодействие колебаний разных частот в усилителе. Большие успехи достигнуты в стереофоническом воспроизведении звука, т. е. в создании такого же акустического поля, какое воздействовало на микрофоны в концертном зале.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие 3

Глава первая

ПРИНЦИПЫ РАДИОСВЯЗИ

1-1. Основные сведения об электромагнитных волнах 5
1-2. Общая схема радиосвязи 8
1-3. Электромагнитные волны, используемые в радиотехнике 10
1-4. Краткий очерк развития радиотехники 11
1-5. Средства, используемые в радиотехнике 14

Глава вторая

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ЦЕПИ ПЕРЕМЕННОГО ТОКА

2-1. Синусоидально изменяющиеся величины и их векторное изображение 15
2-2. Основные детали радиотехнических цепей и прохождение переменного тока через них 18
2-3. Мощность переменного тока 29
2-4. Установившиеся и переходные процессы в электрических цепях, содержащих конденсаторы и катушки 32
2-5. Несинусоидальные токи и их спектры 37
2-6. Свободные колебания в контуре 43
2-7. Вынужденные колебания в последовательном контуре . . . 45
2-8. Вынужденные колебания в параллельном контуре 50
2-9. Переходные процессы в колебательном контуре 56
2-10. Параллельные контуры, содержащие в одной из ветвей реактивные элементы разного характера 60

Глава третья

СВЯЗАННЫЕ КОНТУРЫ

3-1. Колебания в системе из двух связанных контуров 64
3-2. Настройка системы из двух связанных контуров 72

Глава четвертая

ЭЛЕКТРИЧЕСКИЕ ФИЛЬТРЫ

4-1. Назначение фильтров 73
4-2. Фильтры источников питания постоянного тока 73
4-3. Фильтры нижних частот 75
4-4. Фильтры верхних частот 79
4-5. Полосовые и заградительные фильтры 81

Глава пятая

ДЛИННЫЕ ЛИНИИ

5-1. Электрические колебания в идеальных бесконечно длинных линиях . . . 82
5-2. Колебания в линиях конечной длины, разомкнутых на конце 88
5-3. Колебания в линиях конечной длины, короткозамкнутых на конце . . . 93
5-4. Колебания в линиях, замкнутых на конце на реактивную нагрузку . . . 94
5-5. Колебания в линиях, нагруженных на активное сопротивление . . . 96
5-6. Колебания в линиях, нагруженных на комплексную нагрузку . . . 100
5-7. Реальные линии с потерями энергии . . . 101
5-8. Использование длинных линий в качестве реактивных элементов и трансформаторов сопротивления . . . 113

Глава шестая

АНТЕННЫ

6-1. Излучающие системы . . . 119
6-2. Симметричные вибраторы (диполи) . . . 121
6-3. Влияние земли на излучение антенн. Несимметричные вибраторы . . . 133
6-4. Резонансные частоты антенн. Гармониковые антенны . . . 136
6-5. Синфазные и противофазные антенны. Рефлекторы и директоры . . . 139
6-6. Диаграммы направленности антенн с учетом влияния поверхности земли . . . 144
6-7. Сложные вибраторы . . . 149
6-8. Рамочные антенны . . . 151
6-9. Антенны длинных и средних волн . . . 152
6-10. Антенны коротких волн . . . 154
6-11. Антенны ультракоротких волн . . . 161

Глава седьмая

РАСПРОСТРАНЕНИЕ РАДИОВОЛН

7-1. Свойства атмосферы и земной поверхности, влияющие на распространение радиоволн . . . 167
7-2. Общие закономерности распространения радиоволн в атмосфере над Землей . . . 175
7-3. Распространение длинных волн . . . 181
7-4. Распространение средних волн . . . 182
7-5. Распространение коротких волн . . . 184
7-6. Распространение ультракоротких волн . . . 190
7-7. Электромагнитные волны в космическом пространстве . . . 195

Глава восьмая

ЭЛЕКТРОВАКУУМНЫЕ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ПРИБОРЫ

8-1. Современная электроника . . . 198

8-2. Движение электронов в вакууме. Катоды электронных ламп 199
8-3. Диоды 207
8-4. Триоды 215
8-5. Лампы с несколькими сетками 232
8-6. Проводимость полупроводников 241
8-7. Электронно-дырочный переход и полупроводниковые диоды 246
8-8. Полупроводниковые триоды (транзисторы) 251
8-9. Миниатюризация радиоэлектронных устройств 260
8-10. Электроннолучевые трубки 262

Глава девятая

УСИЛИТЕЛИ ПЕРВИЧНЫХ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ СИГНАЛОВ

9-1. Назначение и классификация усилителей 267
9-2. Общие сведения об усилителях колебаний низкой (звуковой) частоты 271
9-3. Усилители малых сигналов звуковой частоты 283
9-4. Выходные каскады усилителей низкой частоты 289
9-5. Предмощные каскады. Обратная связь в усилителях 299
9-6. Усилители видеоимпульсов 303

Глава десятая

ГЕНЕРИРОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

10-1. Принцип действия ламповых генераторов 308
10-2. Генераторы с внешним возбуждением (усилители) 313
10-3. Генераторы с самовозбуждением 323
10-4. Ламповые генераторы сверхвысоких частот 340
10-5. Клистронные усилители и генераторы 346
10-6. Генераторы бегущих волн 351
10-7. Лампы обратной волны 354
10-8. Генераторы бегущих волн класса М 357
10-9. Транзисторные генераторы и усилители 365
10-10. Генераторы с отрицательным сопротивлением 366
10-11. Генераторы синусоидальных колебаний с реактивными элементами одного знака 368
10-12. Затягивание частоты в автогенераторах 369
10-13. Захватывание частоты автогенератора 372
10-14. Генераторы несинусоидальных колебаний 376

Глава одиннадцатая

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭЛЕКТРИЧЕСКИХ КОЛЕБАНИЙ

11-1. Понятие о преобразовании колебаний 381
11-2. Амплитудная модуляция 383
11-3. Частотная и фазовая модуляция 390
11-4. Импульсная модуляция 398
11-5. Детектирование высокочастотных колебаний 402
11-6. Преобразователи частоты 406
11-7. Преобразование электрических импульсов 410

Глава двенадцатая

РАДИОПРИЕМНЫЕ УСТРОЙСТВА

12-1. Назначение и основные характеристики приемника . . . 415
12-2. Входные цепи приемников 421
12-3. Усилители высокой частоты 428
12-4. Усилители промежуточной частоты 436
12-5. Радиопомехи 439
12-6. Преобразователи частоты супергетеродинов 444
12-7. Детекторные каскады приемников 455
12-8. Регулировки в приемниках 466
12-9. Примеры схем приемников 471

Изюмов Николай Михайлович

и Линде Дмитрий Павлович

ОСНОВЫ РАДИОТЕХНИКИ

Редактор *Ф. И. Тарасов*
Переплет художника *Н. Т. Ярешко*
Технический редактор *В. В. Зеркаленкова*
Корректор *Т. В. Воробьева*

□

Сдано в набор 28/VIII 1970 г. Подписано к печати 26/II 1971 г Т03064 Формат 84×108[1]/32. Бумага типографская № 1. Усл печ л. 25,2. Уч.-изд л. 34,13. Тираж 100 000 экз. Цена 1 р. 68 к. Заказ 1935.

□

Издательство «Энергия» Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10.

□

Ордена Трудового Красного Знамени Ленинградская типография № 1 «Печатный Двор» им. А. М Горького Главполиграфпрома Комитета по печати при Совете Министров СССР, г. Ленинград, Гатчинская ул., 26